



Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks !

J.-P. Mathiot

► To cite this version:

J.-P. Mathiot. Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks!. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou..aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992: 11ème session, 1992. cel-00648084

HAL Id: cel-00648084

<https://cel.hal.science/cel-00648084>

Submitted on 5 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LE NOYAU, LABORATOIRE UNIQUE DE LA DYNAMIQUE DES QUARKS!

Défis théoriques

Jean-François Mathiot
Division de Physique Théorique ,
Institut de Physique Nucléaire,
F-91406 ORSAY Cedex

Abstract

Nous aborderons dans ce cours les orientations qui se dessinent à l'heure actuelle en diffusion d'électrons à haute énergie ($E=15-30$ GeV) et haute intensité, en insistant sur celles qui nous paraissent les plus importantes et les plus originales. Nous présenterons tout d'abord les grandes idées sous jacentes à ce projet, puis nous détaillerons trois thèmes essentiels: la production de saveurs lourdes, la notion de transparence de couleur, et la propagation d'un quark dans le milieu nucléaire. Ce cours est conçu pour donner au lecteur les éléments nécessaires lui permettant d'apprécier cette physique et de poser de bonnes questions aux experts.

We shall investigate in these lectures the various aspects of the physics program which is foreseen at a high energy ($E=15-30$ GeV), high intensity electron accelerator, paying particular attention to the most important and original ones. We shall first outline the main stream of ideas, and second detail three essential topics: electroproduction of heavy flavors, the notion of color transparency and the propagation of a quark in the nuclear medium.

1 Préambule

Plusieurs plans détaillés pour l'avenir à moyen et long terme de la Physique Nucléaire en Europe ont été récemment élaborés. Ils constituent la base d'une analyse des principaux thèmes et des orientations futures de notre discipline. *La compréhension de la structure hadronique au niveau microscopique, et la mise en évidence de ses liens avec la structure nucléaire sont parmi les questions les plus importantes.*

La nature des interactions fortes est actuellement connue dans la mesure où la Chromodynamique Quantique (QCD) constitue maintenant une référence théorique solide. Les processus microscopiques correspondent à l'échange de gluons entre quarks, les constituants ponctuels élémentaires du nucléon. Les quarks et gluons ne sont pas observés comme particules libres (asymptotiques), et sont confinés dans les particules physiques, les hadrons. L'interaction entre quarks à très courte distance et pour des intervalles de temps très petits peut être décrite en terme du premier ordre du développement perturbatif de QCD. Par contre, les processus non-perturbatifs à grande distance comme le confinement des quarks, la brisure spontanée de la symétrie chirale, ou le processus de neutralisation de la couleur (hadronisation) restent encore largement inconnus. En dehors de calculs sur réseaux qui ont des limitations bien connues, nous ne disposons que de modèles schématiques.

Cette situation n'est certainement pas satisfaisante dans la mesure où une théorie réaliste de la matière ne pourra émerger sans des progrès décisifs dans ce domaine. Nous sommes persuadés que la nouvelle génération d'accélérateur à faisceau continu d'électrons dans la gamme d'énergie 15-30 GeV, qui est actuellement en discussion en Europe, est un des moyens privilégié pour répondre à ces questions. Nous essayerons de le montrer dans ce cours.

La diffusion d'électrons a été très largement utilisée pour étudier la structure en quarks du nucléon, depuis les premiers travaux effectués à SLAC il y a déjà 25 ans. Dans ces expériences, il est possible de contrôler et de faire varier indépendamment énergie et transfert d'impulsion en modifiant l'énergie incidente et l'angle de diffusion de l'électron. Des faisceaux de muons et de neutrinos sont aussi utilisés mais de façon plus limitée dans la mesure où les flux de particules disponibles sont considérablement moins intenses (par un facteur de 10^7 au moins). Il existe actuellement tout un ensemble de données en diffusion d'électrons, mais elles contiennent en fait très peu d'information sur l'état final

de diffusion. La plupart des données disponibles en physique hadronique sont difficilement utilisables par suite du manque de statistique et/ou d'un très mauvais cycle utile.

Les accélérateurs d'électrons à haute énergie ont des faisceaux pulsés dans lesquels le flux instantané de particules de toutes sortes créées lors des collisions électron-nucléon aveugle le détecteur. Afin d'observer des événements en coïncidence (processus exclusifs dans lequel l'état final est parfaitement défini), il est essentiel de pouvoir diminuer l'intensité maximale de chaque paquet d'électrons, et donc d'avoir un faisceau (pratiquement) continu (cycle utile proche de un).

Plusieurs accélérateurs d'électrons à faisceau continu sont actuellement disponibles en Europe: à Bonn, Mayence, Amsterdam dans la gamme d'énergie de 1 à 3 GeV. CEBAF aux Etats Unis devrait bientôt fonctionner avec un faisceau incident de 4 à 6 GeV et 100% de cycle utile. Des études préliminaires à plus haute énergie doivent continuer auprès d'accélérateurs de physique des particules tels que SLAC, HERA ou au CERN, ou avec des faisceaux de muons à Fermilab et au CERN. L'expérience acquise auprès de ces machines devrait permettre aux physiciens d'optimiser la nouvelle génération de détecteurs, et la mise au point des nouvelles expériences.

Les différents thèmes que nous aborderons dans ce cours ont été largement discutés lors des ateliers qui ont eu lieu en Europe ces dernières années [1, 2, 3, 4]. Le but de ce cours est de les rassembler, et de les présenter de façon cohérente. Nous indiquerons dans le chapitre 2 les orientations générales de ce projet, sous forme de défis théoriques, ainsi que les grandes lignes du programme de physique. Nous aborderons ensuite dans les chapitres 3,4 et 5 les trois aspects qui nous paraissent les plus importants et les plus originaux de ce projet.

Nous montrerons tout d'abord pourquoi l'étude de la production de saveurs lourdes, et en particulier celle de charmonium, est un passage obligé lorsque l'on s'intéresse aux questions que nous venons de soulever, dans la mesure où beaucoup de calculs sont déjà disponibles dans le cadre de QCD, essentiellement du fait de la masse élevée du quark charmé. La notion de transparence de couleur sera ensuite discutée, en nous attardant sur les aspects dynamiques du problème, et le rôle que peut jouer le noyau pour nous fournir une échelle de mesure (le diamètre du noyau) de l'évolution spatio-temporelle de configurations particulièrement intéressantes de la fonction d'onde hadronique. Ce domaine est actuellement en pleine expansion, et de nouveaux schémas théoriques sont en cours d'élaboration pour comprendre ces phénomènes dans le cadre de QCD.

Enfin, le troisième sujet a été choisi de façon à mettre en évidence les limitations actuelles de notre connaissance du processus de neutralisation de la couleur dans tous les phénomènes d'hadronisation. Dans ce cas, le choix du noyau devrait, paradoxalement, nous aider d'abord à identifier les bons degrés de liberté, ou les bons paramètres physiques, et les échelles de temps caractéristiques, avant de pouvoir espérer un traitement théorique plus précis.

2 Défis théoriques

2.1 La structure en quarks de la matière

2.1.1 Degrés de liberté physiques

L'évolution des idées en Physique Nucléaire, en ce qui concerne la structure microscopique du noyau, est largement basée sur la recherche des degrés de liberté physiques à une certaine échelle en densité, énergie et transfert d'impulsion. Le point de départ a bien évidemment été la recherche d'interactions effectives dans les noyaux, les fameuses forces de Skyrme. Les propriétés globales (macroscopiques) du noyau sont alors caractérisées par la donnée de sa densité, du gradient de celle-ci, et des densités de vitesse et de spin. Il en résulte en particulier qu'une description satisfaisante des noyaux nécessite une forte dépendance en densité, au delà de celle prévisible pour une interaction à deux corps: les interactions à plus de deux corps sont déjà à l'œuvre ici.

L'interprétation de ces forces effectives en terme de processus élémentaires a été rendu possible par le développement des techniques appropriées à la résolution du problème à N corps. Les interactions de Skyrme peuvent alors être déduites, dans une large mesure, d'interactions à deux corps phénoménologiques, comme par exemple l'interaction de Reid, quelle soit à cœur dur ou à cœur mou! A ce niveau, les interactions à plus de deux corps restent encore mystérieuses.

La mise en évidence des processus microscopiques sous-jacent à l'interaction Nucléon-Nucléon (NN) a permis de faire un bond dans notre connaissance du noyau. Les degrés de liberté physiques à l'échelle de 1 à 2 fm (distance entre nucléons à l'intérieur du noyau) sont les nucléons et les pions. L'interaction NN est décrite en terme d'échange de plusieurs pions (un, deux, trois,... pions corrélés). Dans ce cadre, les interactions électromagnétiques sont bien comprises (courants d'échange mésoniques), et la généralisation aux forces à plus de deux corps est naturelle: *c'est maintenant le modèle de référence de la structure microscopique du noyau [5].*

Les degrés de liberté physiques à cette échelle sont ainsi bien identifiés, et leur dynamique en grande partie élucidée. La question est maintenant de comprendre la justification théorique profonde de ces degrés de liberté. Cette évolution des idées se traduit par une nouvelle dénomination de la discipline: la physique "hadronique". Cette question renvoie en fait aux deux propriétés essentielles de la ChromoDynamique Quantique dans ce domaine d'énergie: le confinement des quarks et des gluons, et la brisure spontanée de la symétrie chirale. La première propriété justifie le choix des degrés de liberté asymptotiques (les nucléons et non pas les quarks), la seconde justifie le rôle particulier joué par le pion (par l'intermédiaire du théorème de Goldstone [6]). Cette dernière propriété est d'ailleurs à l'origine des théorèmes de basse énergie des années 60 [29], et, plus récemment, des prédictions dans le secteur mésonique à basse énergie et bas transfert d'impulsion de la théorie des perturbations chirales [8]. La conciliation de ces deux propriétés fondamentales est au cœur des préoccupations actuelles des physiciens dans ce domaine.

La structure en quark des nucléons est déjà visible sur plusieurs observables. Citons entre autre la diffusion profondément inélastique de leptons et, à basse énergie, le spec-

tre des hadrons. Alors que le premier aspect fait référence explicitement à la propriété de liberté asymptotique [6, 9], c'est-à-dire d'une certaine manière l'absence apparente d'interactions entre quarks, le second aborde directement les aspects du confinement. Tout un pan de la physique hadronique actuelle concerne la spectroscopie hadronique, élément indispensable pour mieux cerner le confinement.

La donnée de toutes les excitations d'un système fini, et de leur amplitude de transition vers l'état fondamental, doit, en principe, être suffisant pour caractériser entièrement ce système et la dynamique de ses composantes. Le seul paramètre de l'oscillateur harmonique peut être déterminé par exemple par la donnée de la masse de la première résonance radiale du nucléon (la résonance de Roper, $M=1440$ MeV). Plus généralement, tous les paramètres des modèles de quarks sont déterminés à partir du spectre hadronique. Cela nécessite cependant une connaissance de plus en plus complète (c'est-à-dire la connaissance de plus en plus d'états excités), lorsque l'on s'intéresse à la structure de plus en plus fine de ce système. Il est alors nécessaire de compléter cette information par l'étude directe de la dynamique des degrés de liberté élémentaires, en termes d'évolution spatio-temporelle des configurations les plus représentatives du système. Ainsi, pour revenir à la structure nucléaire, la connaissance du noyau n'a pu s'affranchir de l'étude directe des processus microscopiques en termes d'échange de mésons.

2.1.2 Nouvelles opportunités

De nouvelles opportunités se dégagent à l'heure actuelle dans plusieurs domaines, et de leur convergence résulte en grande partie la proposition même de ce projet.

- Au niveau théorique, les techniques du problème à N corps et celles de la théorie des champs ont beaucoup de points communs. Une application directe de cette convergence est l'implication de physiciens nucléaires dans l'étude de QCD sur réseaux et de la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons à température finie.
- La nouvelle génération de détecteurs, couplés à un faisceau continu d'électrons ouvre de nouvelles perspectives au niveau des expériences envisageables, en particulier par la luminosité accessible, que ce soit pour les spectromètres ou les détecteurs à grand angle solide.
- Enfin, cette convergence se traduit aussi au niveau des équipes expérimentales par un certain renouvellement des frontières entre physique nucléaire et physique des particules. L'exemple en a été donné bien sûr par le programme d'Ions Lourds Ultra Relativistes au CERN, et se poursuit par l'implication de physiciens nucléaires dans des programmes en cours à SLAC (expériences E 142-143) et au CERN (collaboration SMC) sur la mesure des fonctions de structure polarisés du nucléon. A plus long terme, le projet en discussion à l'heure actuelle devrait pouvoir accentuer ce renouvellement.

2.2 Stratégie générale

Pour essayer d'avancer dans notre compréhension de ces problèmes, deux attitudes sont envisageables. Celles-ci sont en fait déjà visibles dans les différentes approches théoriques du problème.

Tout d'abord, il est parfois possible, et nécessaire, de déplacer légèrement le problème. Citons ici deux exemples: le développement en $1/N_c$, lorsque $N_c \rightarrow \infty$, pour comprendre la structure des hadrons en terme de mésons (le "Skyrmion"), et le développement en moment, pour des moments faibles devant l'échelle de masse hadronique typique (par exemple la masse du méson ρ), pour comprendre la dynamique des degrés de liberté pioniques (théorie des perturbations chirales). Le monde physique nécessite par contre de travailler avec trois couleurs, $N_c = 3$, et non pas avec un nombre infini. D'autre part, les impulsions typiques dans les noyaux sont, compte-tenu des fortes corrélations à courtes portées entre nucléons, de l'ordre de plusieurs centaines de MeV.

La seconde alternative est de résoudre des configurations plus simples. C'est en particulier la démarche qui a été suivie dans les calculs de QCD sur réseau. Cette démarche peut se décomposer de la manière suivante:

1. L'étude des systèmes de quarks lourds a permis de mettre en évidence la propriété de confinement des quarks (la fameuse "boucle de Wilson"), et la détermination de la tension de la corde [6]. Cela a été rendu possible par le fait que la masse de ces quarks est bien plus grande que l'échelle intrinsèque de QCD, $\Lambda_{QCD} \sim 200 \text{ MeV}$, ce qui permet de bénéficier d'un nouveau point de repère, ou d'une nouvelle échelle.
2. L'étude des configurations de quarks légers $q\bar{q}$ ou qqq a été faite dans l'approximation "quenched", c'est-à-dire dans l'approximation où seuls les quarks de valence sont considérés, sans tenir compte de la polarisation du vide (excitation de quarks de la mer de Dirac) [9].
3. Le calcul exact commence seulement maintenant à être abordé, avec seulement des ébauches de stratégie. Toutes les propriétés à longue portée de QCD sont encore largement mystérieuses!

2.2.1 Le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks!

Il nous paraît essentiel de pouvoir suivre au niveau expérimental une démarche analogue: *c'est l'essence même d'un accélérateur à faisceau continu d'électrons de 15 à 30 GeV*, comme nous le montrerons dans les sections 3,4 et 5. La stratégie qui se dessine à l'heure actuelle pour répondre à ce défi résulte de deux observations.

i) Tout d'abord, l'exemple de la recherche du plasma de quarks et de gluons par la diffusion d'ions lourds ultrarelativistes nous a montré comment on pouvait utiliser le noyau pour nous fournir de nouvelles échelles, ou de nouveaux points de repères, pour comprendre les mécanismes mis en jeu. Dans ce cas particulier, il s'agit de la densité baryonique, et de la température. A haute densité et/ou haute température, on s'attend à ce que les quarks et gluons soient déconfinés. C'est une manière de déplacer le problème, pour

reprendre l'argumentation présentée plus haut! L'expérience acquise dans ce domaine depuis plusieurs années nous permet de tirer une leçon importante quant à l'utilisation du noyau: ce domaine est potentiellement très riche, mais il nécessite une connaissance approfondie des mécanismes élémentaires, au niveau de la dynamique même des degrés de liberté physiques.

ii) Les quelques données actuellement disponibles sur la dépendance en A de plusieurs processus physiques, comme la diffusion proton-noyau à grand transfert d'impulsion, nous permettent de penser que le noyau peut aussi être utilisé comme milieu "révélateur" de l'évolution dans le temps de configurations élémentaires de la fonction d'onde hadronique. Nous reviendrons en détails sur cet aspect dans les sections suivantes. Le noyau n'est alors pas utilisé comme un milieu de densité variable, ainsi que cela a été fait par exemple pour l'effet EMC et l'étude de la modification des propriétés du nucléon dans le milieu [10], mais plutôt comme un milieu de dimensions variables, un peu à l'image de l'utilisation des chambres à bulle pour mettre en évidence la création et désintégration de particules.

Les échelles de temps propres caractéristiques sont de l'ordre de $\tau_0 \sim 1 fm$, c'est-à-dire le temps nécessaire à un quark pour parcourir les distances typiques des systèmes confinés. Compte-tenu du facteur de dilatation de Lorentz, l'échelle de temps caractéristique dans le référentiel du laboratoire est ainsi

$$\tau = \gamma \tau_0 = \frac{E}{M} \tau_0 \sim \text{quelques } fm. \quad (2.1)$$

Le seul milieu disponible à cette échelle est le noyau, d'où le titre de ce cours: le noyau, laboratoire unique de la dynamique des quarks! De manière imagée, il s'agit ici de concevoir et de réaliser la nouvelle génération d'expériences de chambre à bulle. Cela constitue un véritable défi à la fois pour les théoriciens, mais aussi pour les expérimentateurs. Tout un programme de physique est à bâtir sur cette idée, et il ne peut s'agir bien sûr de ne considérer qu'une seule expérience. D'un point de vue pratique, il est essentiel que les échelles d'énergie et d'impulsion qui sont en jeu au niveau du processus électromagnétique soient bien plus grandes que celles présentes au sein du noyau dans son état fondamental. C'est la seule condition pour pouvoir séparer clairement les mécanismes liés à la structure du noyau lui-même de ceux liés à la structure du nucléon.

Evidemment, l'étude des processus qui se développent dans le noyau nécessite de bien maîtriser les processus élémentaires sur le nucléon. Ces aspects constituent un élément inséparable de ce projet. Nous en verrons plusieurs exemples dans la suite de ce cours.

2.2.2 Un accélérateur d'électrons sur cible fixe

La première conséquence de la stratégie générale détaillée précédemment est évidemment de devoir ajuster le temps caractéristique τ donné en (2.1), au rayon du noyau, plutôt d'ailleurs à son diamètre. Cela nécessite des énergies de particules de l'ordre de plusieurs GeV. Cela implique aussi des expériences sur cible fixe, les particules étant soit éjectées du noyau (diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau), soit créées en son sein (électroproduction de saveurs lourdes par exemple).

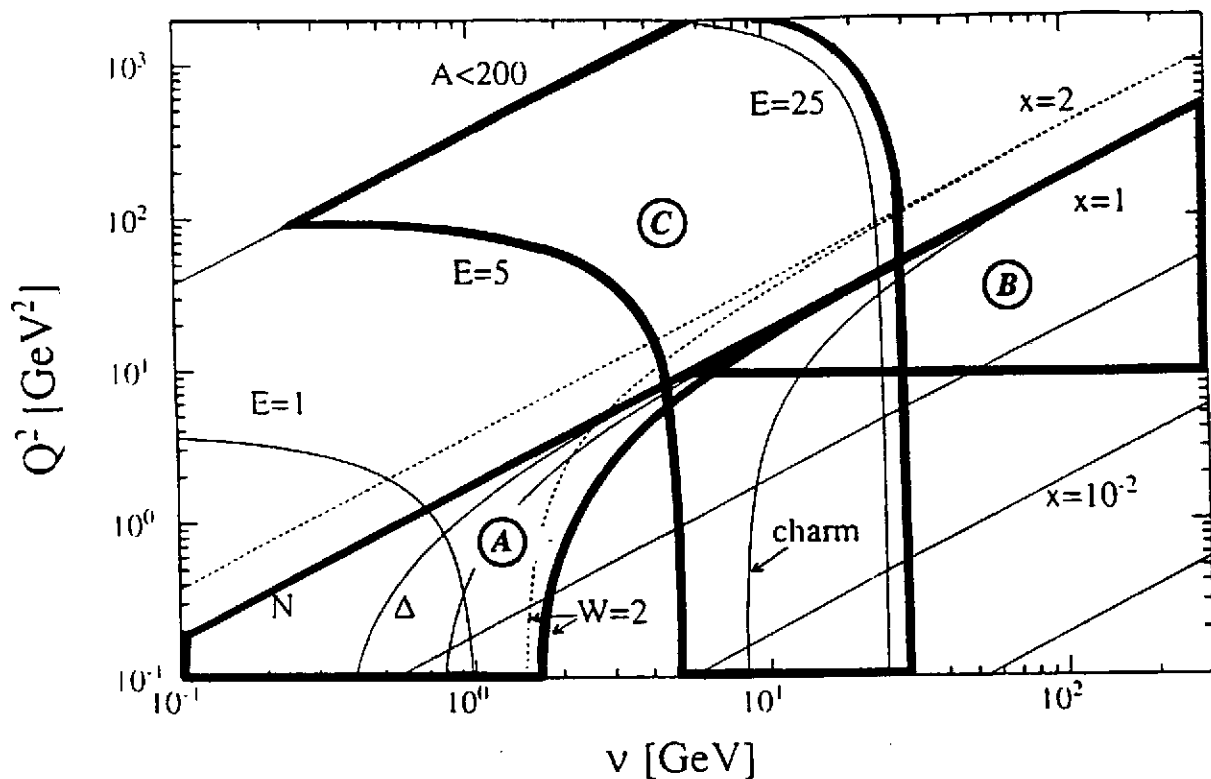


Figure 1: Différentes régions cinématiques en diffusion d'électrons. A) A basse énergie ($E < 4 - 6 \text{ GeV}$), étude statique du nucléon et de ses résonances; B) à haute énergie et haut transfert d'impulsion, domaine de la diffusion profondément inélastique; C) nouveau domaine de physique qui nous intéresse dans ce cours. La variable x représente la variable de Bjorken [9], et les courbes notées Δ et charm correspondent au seuil de création d'une résonance Δ et de J/Ψ .

Au niveau de la sonde à utiliser, l'électron est actuellement la seule qui permette de contrôler de façon suffisamment précise l'état initial du système. L'interaction est faible, et donc l'échange d'un seul photon est une très bonne approximation, ce qui permet de connaître exactement le transfert d'énergie et d'impulsion communiqués au système. Ces transferts peuvent être variés indépendamment l'un de l'autre pour pouvoir accéder à des régimes cinématiques différents. Même si plusieurs des sujets que nous aborderons par la suite peuvent être, et dans certains cas ont été vus, en diffusion de hadrons, l'étude détaillée de ces processus, et le programme de physique à bâtir autour de ces idées, ne peut se faire que dans la mesure où le processus élémentaire de production est bien maîtrisé.

La gamme d'énergie nécessaire et suffisante est donc de l'ordre de plusieurs GeV. Il convient d'une part d'accéder aux bons degrés de liberté (quarks et gluons), et d'autre part d'avoir une énergie suffisamment basse pour que les processus physiques puissent se développer dans le noyau. Comme nous le verrons plus précisément dans les sections suivantes, cela fixe une gamme d'énergie entre 15 et 30 GeV. La limite supérieure est aussi fixée de façon à pouvoir se raccorder à certaines données actuelles. Enfin, les propriétés liées au spin du nucléon sont tout à fait indispensables pour mieux comprendre sa structure. En particulier, la séparation des sections efficaces longitudinale et trans-

Caractéristiques	Projet actuel	Accélérateurs existants
Cycle utile	100%	10^{-4} (SLAC, HERA)
Résolution	$5 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV	$4 \cdot 10^{-3}$ (SLAC)
Luminosité spectromètres	10^{38}	10^{36} (SLAC)
" détecteurs grand angle solide	10^{36-37}	10^{31} (CERN), 10^{33} (HERMES)

Table 1: Principales caractéristiques des accélérateurs d'électrons dans la gamme d'énergie 15-30 GeV.

verse est essentielle pour contrôler le mécanisme élémentaire. Cela nécessite un faisceau d'électrons polarisés.

Ces différentes propriétés de la sonde électromagnétique ne peuvent être pleinement utilisées que si la luminosité disponible est suffisamment grande (faibles sections efficaces différentielles), et le cycle utile suffisamment grand (proche de un si possible) pour permettre des mesures en coïncidence (processus exclusifs). Enfin, nous verrons à propos de la notion de transparence de couleur qu'une haute résolution est aussi nécessaire pour mieux séparer les mécanismes intéressants. Toutes ces caractéristiques sont rassemblées dans le projet actuel de machine (voir le cours de P. Vernin). Ils constituent le standard actuel pour les accélérateurs d'électrons dans la gamme d'énergie 1 à 4 GeV. Les caractéristiques envisagées pour ce projet, comparées à celles des accélérateurs existants, sont rassemblées dans le tableau 1.

Des études préliminaires peuvent être envisagées soit à CEBAF, à haute intensité, haut cycle utile, haute résolution mais à plus basse énergie; soit à HERA (collaboration HERMES) à haute énergie mais faible luminosité et faible cycle utile; soit enfin à SLAC à haute luminosité mais très faible cycle utile et mauvaise résolution. Nous rassemblons sur la figure 1 les différentes régions cinématiques intéressantes. Les caractéristiques des différents accélérateurs actuellement en fonctionnement sont indiquées dans le cours de V. Breton.

2.3 Le programme de physique

Avant de rentrer plus en détails dans quelques morceaux choisis, il nous a paru important de présenter de façon générale le programme de physique. Nous avons classé les différents aspects de ce programme par la manière d'aborder la physique (trois points de vue différents) plutôt que par les thèmes, de manière à éviter une longue liste toujours rébarbative de propositions d'expériences.

2.3.1 Le noyau comme laboratoire

La question sous jacente est ici l'étude de la dynamique des quarks (et des gluons) dans les systèmes hadroniques où ils sont confinés. Le noyau est ici utilisé pour étudier l'évolution dans le temps de configurations particulières de la fonction d'onde hadronique, quelles

soient colorées (processus d'hadronisation) ou non (transparence de couleur et production de saveurs lourdes). Dans l'ordre de difficulté croissante, nous pouvons citer:

- La production de saveurs lourdes,
- La notion de transparence de couleur,
- La propagation d'un quark dans le milieu nucléaire.

Ces thèmes sont tout à fait réminiscent des trois étapes que nous avons mentionnées dans la section 2.2 lors de la discussion des calculs de QCD sur réseaux. Ils font l'objet des trois chapitres suivant de ce cours, nous ne nous y attarderons donc pas plus ici.

2.3.2 Processus élémentaires

Bien évidemment, nous serons amenés à discuter aussi des processus élémentaires associés à ces mécanismes (que se passe-t-il au vertex électromagnétique?), et donc à parler des processus de production du charmonium, des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, ainsi que des fonctions de fragmentation, pour reprendre l'ordre des thèmes cités plus haut. Cette liste est forcément limitée, pour des raisons de place évidentes. Nous nous contenterons ici de citer quatre autres processus qui nous paraissent particulièrement intéressants:

- Facteurs de forme faibles neutres [11, 12],
- Spectroscopie des baryons charmés [13],
- Electroproduction de résonances baryoniques [14],
- Corrections de haut twists en diffusion profondément inélastique [15].

Nous renvoyons le lecteur intéressé par ces sujets aux références indiquées pour avoir plus de détails sur ces processus. La figure 2 résume assez bien la situation actuelle en ce qui concerne l'électroproduction de résonances baryoniques. Notez en particulier l'apparition à haut transfert d'impulsion de la résonance de Roper. Cette région sera inaccessible à CEBAF. La résonance de Roper est tout à fait essentielle pour comprendre la dynamique interne du nucléon, un peu comme la résonance monopolaire du noyau est importante pour comprendre la dynamique nucléaire (paramètre d'incompressibilité du noyau en particulier). La précision des données actuelles, et le manque de données exclusives à haut transfert d'impulsion ne permettent aucune analyse théorique un tant soi peu précise.

2.3.3 Modification des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire

Sous cette dénomination très à la mode actuellement, et qui peut paraître inadaptée ici, nous classons les études relatives à la structure nucléaire elle-même! En effet, les propriétés physiques du nucléon, et de tout hadron de façon général, sont de facto modifiées dans le milieu nucléaire, et cela du seul fait qu'il subisse l'interaction forte [5]. Ce

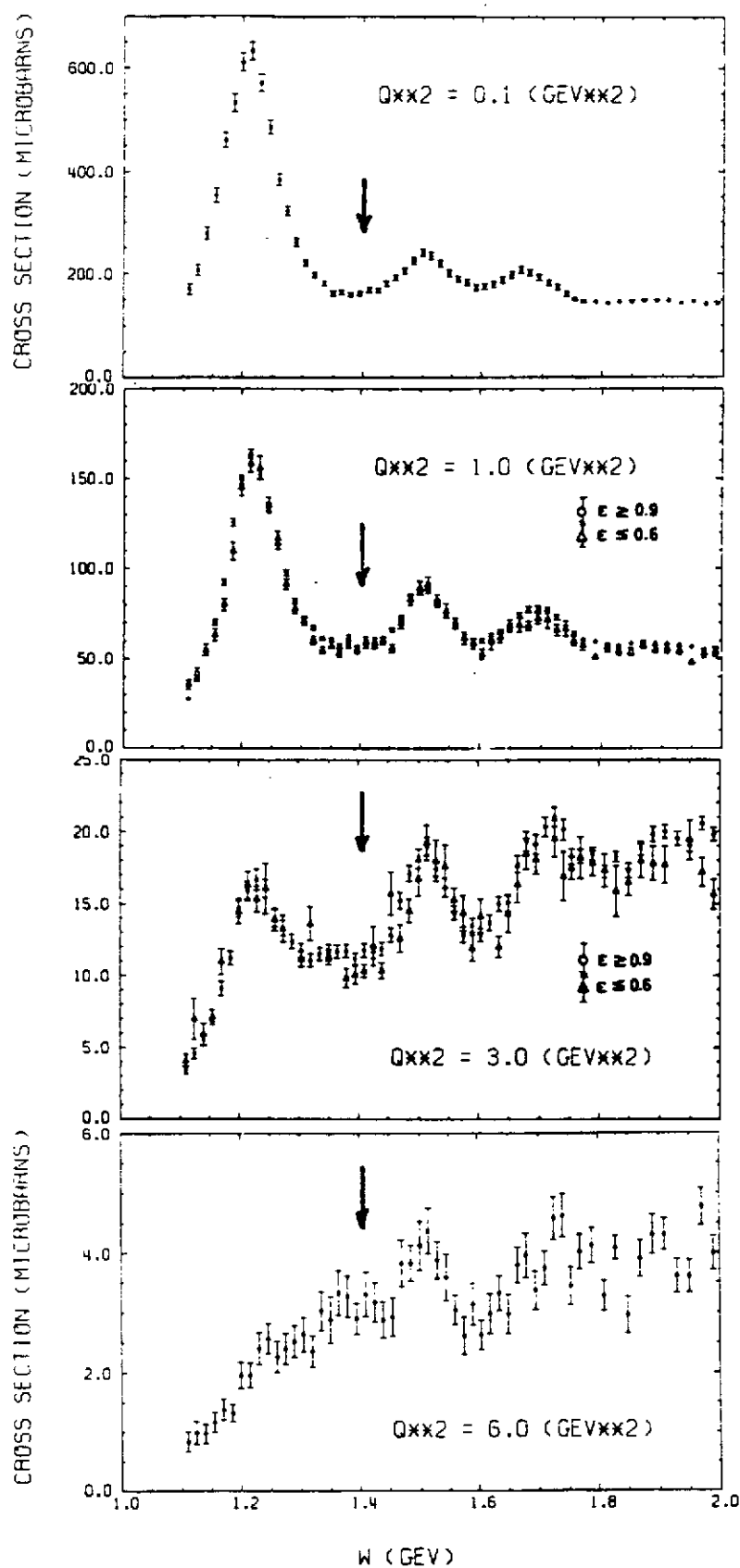


Figure 2: Electroproduction (inclusive) de résonances baryoniques à différents transferts de quadri-impulsion, d'après la référence [16]. La flèche indique l'emplacement de la résonance de Roper.

n'est d'ailleurs pas l'apanage de QCD, mais existe aussi en QED. Par contre, du fait de l'intensité de l'interaction, les manifestations de cette modification sont plus importantes, et certainement plus délicates à traiter, dans le cas des interactions fortes. Donc, considérer la modification des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire peut se réduire à l'étude de l'interaction forte entre nucléons, et plus particulièrement de ses propriétés à courte portée, encore mal connues. Citons entre autres sujets proposés lors de l'atelier de Mayence [4]

- Facteurs de forme électromagnétiques du deuton [17],
- Production de particules cumulatives,
- Diffusion Semi-Inclusive à $x_B \geq 1$.

Les deux derniers processus relèvent de la même démarche scientifique, à savoir l'étude de processus physiques dans un domaine cinématique interdit sur un nucléon libre, mais permis sur un noyau. La production de particules "cumulatives" est déjà connue depuis bien longtemps [18]. Il s'agit en fait de la réaction $pA \rightarrow hX$ lorsque h est émis à grand angle. Pour cette réaction, et dans la limite où l'énergie du proton incidente est grande, la masse invariante de l'état final pour la diffusion sur un nucléon s'écrit

$$M_X^2 = [P_p + P_N - P_h]^2 \simeq 2E_p M_N - 2E_p(E_h - P_{//}) \geq 0, \quad (2.2)$$

ce qui signifie donc que le paramètre $\alpha = 1/M_N(E_h - P_{//})$ doit être inférieur ou égal à 1. Les résultats indiqués sur la figure 3 montrent que α peut être de l'ordre de plusieurs unités, suggérant en première approximation que les centres diffuseurs correspondent à des configurations rassemblant plusieurs nucléons (2 pour $\alpha = 2$, etc), d'autant plus que la pente de ces spectres est la même quel que soit le projectile.

Ce processus peut être étendu à la diffusion par des électrons, ce qui facilite l'interprétation des données. Dans ce cas, le principe est tout à fait semblable à la diffusion Semi-Inclusive à $x_B \geq 1$ [19]. Revenons tout d'abord sur l'interprétation de la variable de scaling de Bjorken, x_B , définie de la manière suivante (voir le cours de G. Smadja)

$$x_B = \frac{Q^2}{2M_N \nu}. \quad (2.3)$$

Dans un référentiel approprié (référentiel du moment infini), x_B s'interprète comme la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par l'un de ses partons (de ses constituants). Il est donc clair que $x_B \leq 1$ pour un nucléon libre. Par contre, lorsque l'on effectue une diffusion profondément inélastique sur un nucléon d'un noyau, et lorsque la diffusion a lieu sur une paire de nucléons fortement corrélés, alors le moment maximum emporté par un parton d'un des nucléons de la paire peut être cinématiquement égal au moment de la paire du nucléon, soit environ deux fois le moment d'un seul nucléon. Dans ce cas, $x_B \leq 2$. Lorsque la diffusion a lieu sur une configuration à trois nucléons, alors $x_B \leq 3$, et ainsi de suite. En principe donc, sur un noyau de masse atomique A , $x_B \leq A$.

Evidemment ce raisonnement de cinématique ne nous permet pas de prédire la probabilité de telles configurations. Celles-ci sont données par les fonctions de distribution

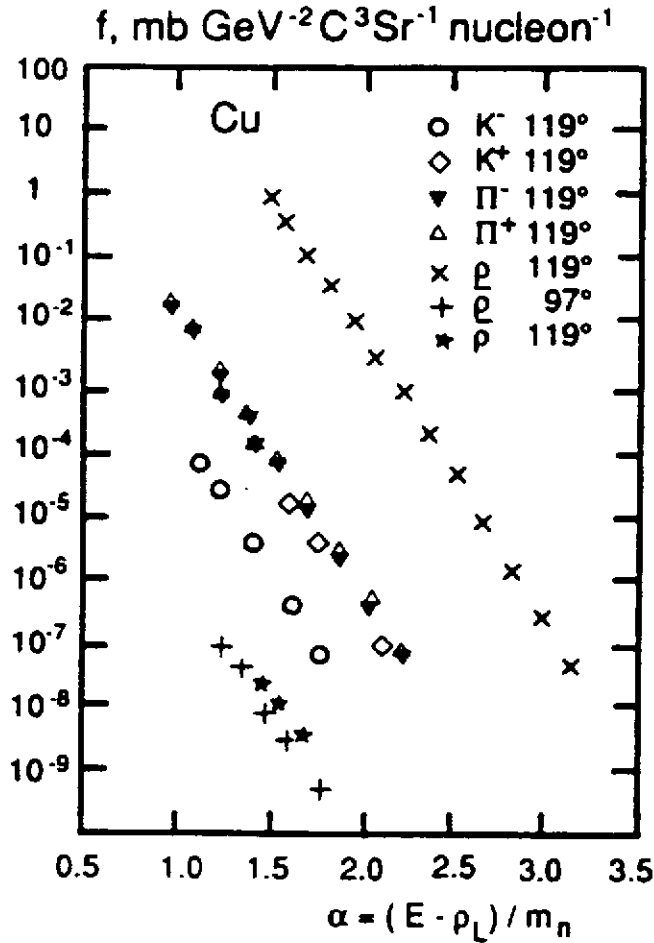


Figure 3: Production cumulative de particules, pour plusieurs projectiles. Notez la ressemblance, au niveau des pentes, entre tous ces processus.

mesurées. On doit certainement s'attendre à des probabilités d'autant plus faibles que x_B est grand ou que le noyau est peu dense. Il est donc indispensable d'étudier non seulement le noyau le plus simple, le deuton, mais aussi les noyaux les plus lourds (pourquoi pas le plomb!). Expérimentalement, cela nécessite d'abord une grande luminosité. De plus, comme l'énergie n'est pas très grande, cela nécessite aussi de séparer expérimentalement la diffusion profondément inélastique de la production quasi-élastique qui peut être encore importante lorsque le transfert de quadri-impulsion n'est pas très grand. Des mesures exclusives (e,e'h) X ont été proposées pour cela [20].

3 Electroproduction de saveurs lourdes

De même que les premiers calculs sur réseaux ont été effectués avec des quarks lourds, de même nous commencerons l'étude du programme de physique par la production de saveurs lourdes. Cela n'est évidemment pas une coïncidence, mais tiens simplement au fait que l'utilisation de quarks lourds permet de bénéficier d'une échelle naturelle pour pouvoir mener à bien des calculs théoriques, dans la mesure où $m_c \gg \Lambda_{QCD}$. Cette nouvelle échelle permet en particulier de factoriser les trois étapes importantes dans tout processus d'électroproduction:

1. Structure de l'état initial,
2. Processus électromagnétique élémentaire,
3. Formation de l'état final.

Nous verrons un peu plus loin comment ce principe se met en œuvre d'un point de vue pratique, que ce soit pour les processus élastique ou inélastique. Le choix du domaine cinématique, électroproduction près du seuil, et le fait de produire une paire de quarks lourds permet de spécifier entièrement le processus électromagnétique élémentaire, alors que l'utilisation du noyau permet d'avoir accès à l'évolution du système $q\bar{q}$ vers l'état final hadronique.

3.1 Rappels

3.1.1 Le rôle des saveurs lourdes

Nous rappelons dans le tableau 2 les caractéristiques principales des quatre quarks les plus légers, en laissant de côté les quarks b et t inaccessibles à ces énergies. Alors que les quarks u et d ont une masse (dite courante, ou "nue") presque nulle (par rapport à l'échelle intrinsèque de QCD, $\Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV}$) -ce qui est d'ailleurs à l'origine de la symétrie chirale du Lagrangien de QCD- le quark charmé a une masse largement supérieure. Ces propriétés différentes vis-à-vis de la symétrie chirale se reflètent au niveau de la valeur de la masse constituante (ou masse effective, ou "habillée") des quarks, indiquée dans ce même tableau. Alors que pour les quarks lourds ces deux masses sont très voisines, elles sont très différentes pour les quarks u et d , simplement par le fait que l'échelle qui détermine les masses hadroniques est dans ce cas Λ_{QCD} , et non pas la masse courante [6].

q	u	d	s	c
m_c	4-5 MeV	7-8 MeV	60-150 MeV	1.3-1.5 GeV
m_{eff}	$\simeq 300 \text{ MeV}$	$\simeq 300 \text{ MeV}$	$\simeq 500 \text{ MeV}$	$\simeq 1.5 \text{ GeV}$
Q	2/3	-1/3	-1/3	2/3

Table 2: Masse courante (m_c), masse constituante (m_{eff}), et charge des quatre quarks les plus légers.

Le quarks étrange quant à lui a une position bien particulière dans la mesure où sa masse n'est ni très petite, ni très grande devant Λ . Nous verrons à la fin de ce chapitre comment il convient de comparer les secteurs étranges et charmés. Les états les plus simples que l'on puisse former à partir de quarks lourds sont évidemment les états $c\bar{c}$, les états du charmonium, un peu à la manière des états du positronium formés d'une paire e^+e^- . Les états les plus importants qui nous intéresseront par la suite sont les suivants:

1. Les mésons vecteurs J/ψ et ψ' , [$I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$] de masse 3097 MeV et 3686 MeV respectivement. Ces deux états sont particulièrement intéressants pour deux raisons. Tout d'abord ce sont des mésons vecteurs, et ils peuvent donc se coupler très facilement au photon, comme nous le verrons plus loin (modèle de dominance vectorielle). Ensuite, d'un point de vue expérimental, le J/ψ se désintègre en une paire de leptons e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$, avec un taux de branchement raisonnable de 7 %. En choisissant la deuxième voie de désintégration, il sera alors très facile de sortir le signal du J/ψ du bruit électromagnétique. Le ψ' quant à lui se désintègre à 50 % en $J/\Psi + 2\pi$.
2. Les mésons scalaires η_c , [$0^+(0^{-+})$], $M = 2979 \text{ MeV}$ et χ_{c0} , [$0^+(0^{++})$], $M = 3415 \text{ MeV}$ et tenseur χ_{c2} , [$0^+(2^{++})$], $M = 3556 \text{ MeV}$. Les voies de désintégration les plus accessibles sont sans doute en $J/\psi + \gamma$ ou $J/\psi + K^+K^-$.

Dans la suite de cette section, nous considérerons comme prototype la production de J/ψ . Les variables cinématiques à notre disposition sont au nombre de cinq:

1. Deux sont définies par la sonde, le transfert d'énergie ν dans le référentiel du laboratoire et le carré du transfert de quadri-impulsion q^2 (invariant de Lorentz), avec

$$\nu = E - E' \quad (3.1)$$

$$q^2 = (E - E')^2 - (l - l')^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2) \equiv -Q^2 \quad (3.2)$$

ou E , E' et θ sont respectivement les énergies incidente, finale et l'angle de diffusion de l'électron, et $l(l')$ est l'impulsion initiale (finale) de l'électron. Notez la définition du (carré du) transfert de (quadri-)impulsion Q^2 couramment employé en diffusion d'électron, et qui est positif dans ce cas [21]. Par abus de langage, nous désignerons indifféremment dans la suite de ce cours Q^2 par le transfert d'impulsion ou de quadri-impulsion.

2. Trois permettent de caractériser l'état final, c'est-à-dire ici le J/ψ : son énergie rapportée à l'énergie du photon: $z = E_{J/\psi}/\nu$, son moment transverse par rapport à la direction du photon: $p_T = p_{J/\psi} \sin \theta'$, et l'angle azymuthal Φ . Toutes ces quantités sont définies dans le référentiel du laboratoire.

Nous avons indiqué sur la figure 4 les différents plans de la réaction, et la définition des différents angles importants. Par conservation de l'énergie-impulsion, le seuil d'électroproduction, ν_c , du J/ψ est donné par:

$$\nu_c = M_{J/\psi} + \frac{M_{J/\psi}^2 + Q^2}{2M_N}, \quad (3.3)$$

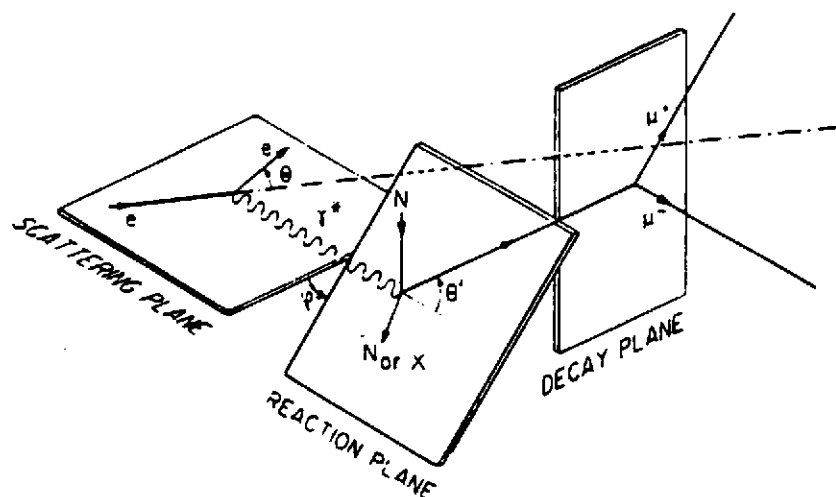


Figure 4: Cinématique de l'électroproduction de J/ψ .

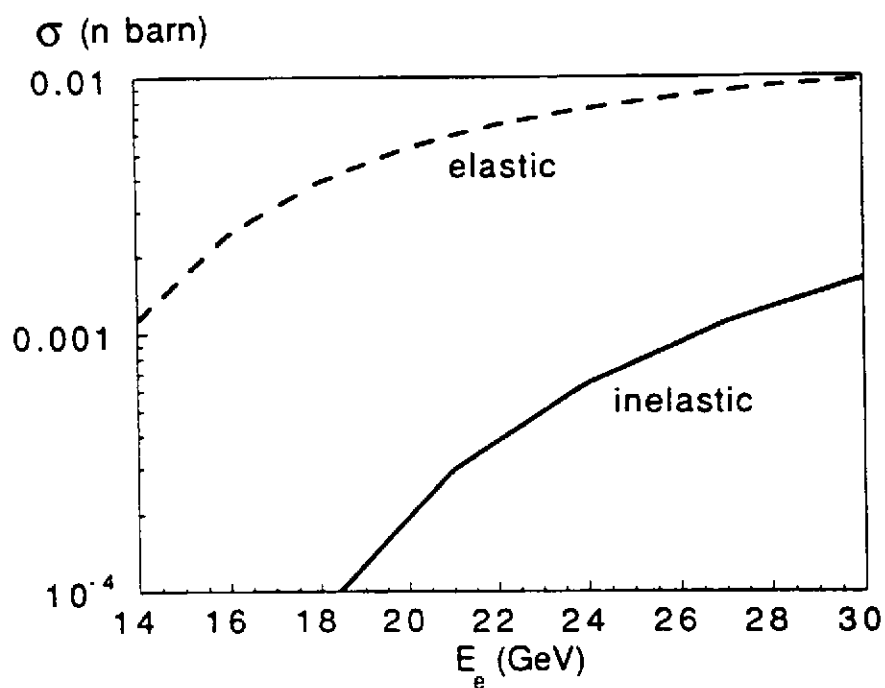


Figure 5: Section efficace total d'électroproduction de J/ψ en fonction de l'énergie de l'électron incident pour le processus élastique et inélastique.

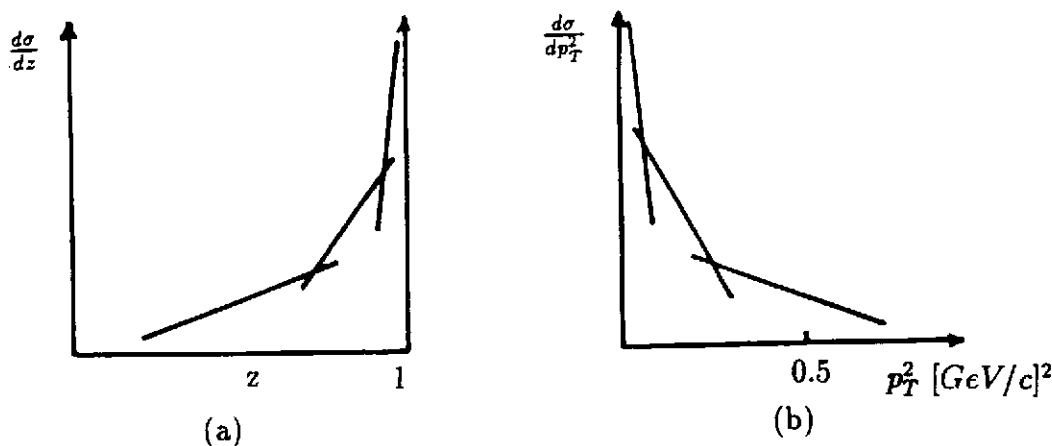


Figure 6: Différentes régions cinématiques dans la production de J/ψ , pour la dépendance en z (a) et p_T^2 (b).

soit 8.2 GeV en photoproduction ($Q^2 = 0$). A cette énergie bien sûr la section efficace de production est nulle, et il faut se placer légèrement au dessus du seuil pour pouvoir bénéficier de taux de comptage raisonnables.

A une énergie de 15 GeV, les sections efficaces sont d'environ deux ordres de grandeur inférieures à celles du CERN, comme cela est indiqué sur la figure 5. Il faut compenser cette très faible section efficace par une très forte luminosité. Les données du CERN (collaboration NMC par exemple) correspondent à une luminosité d'environ 10^{31} . Les luminosités attendues pour ce projet sont alors de 5 à 6 ordres de grandeur supérieures.

3.1.2 Différents domaines cinématiques

En schématisant beaucoup les sections efficaces, les distributions en z et p_T^2 sont indiquées sur la figure 6 [22]. La région à petit z et grand p_T^2 est dominée par les processus inélastiques $e + N \rightarrow e' + J/\psi + X$. La région à grand z et petit p_T^2 est dominée quant à elle par les processus élastiques $e + N \rightarrow e' + J/\psi + N$. Les limites de ces deux régimes sont relativement floues, et dépendent de l'énergie. Expérimentalement, elles sont déterminées par des "fits" avec deux paramètres de pente différents. Nous avons aussi indiqué sur cette figure la région de diffusion élastique cohérente sur un noyau (parfois aussi appelée diffusion diffractive cohérente), $e + A \rightarrow e' + J/\psi + A^*$, à z très proche de 1 et très faible p_T^2 . Dans ce régime, la diffusion a lieu de façon cohérente sur le noyau (somme des amplitudes, la section efficace se comporte comme A^2) et non sur chaque nucléon individuellement (somme des probabilités, la section efficace est en A) comme cela est le cas pour la diffusion élastique incohérente (on parle dans ce cas de diffusion quasi-élastique), ou, bien sûr, pour la diffusion inélastique.

Le test précis des processus d'électroproduction nécessite donc, d'une part, de balayer largement le plan z, p_T^2 et Q^2 mais aussi, et surtout, de pouvoir séparer expérimentalement les différents processus en détectant toutes (ou presque toutes) les particules dans l'état final, et non pas en faisant des cuts en z et p_T^2 , si l'on veut pouvoir étudier en détails le domaine de validité de chaque processus. Ces contraintes impliquent alors une forte luminosité pour accéder aux sections efficaces différentielles, mais aussi un grand

cycle utile et une grande résolution pour pouvoir effectuer cette séparation par simple sélection des événements dans l'état final. Il va sans dire qu'un détecteur approprié est indispensable [23].

Les données existantes en électro-et photo-production de charmonium ont très peu de statistique, et ne correspondent pas toujours au bon domaine cinématique (trop haute énergie en particulier). Par contre, les calculs théoriques existent pour la plupart des processus, cela bien sûr du fait de la masse élevée du quark charmé. *Les questions sont bien identifiées, seules les réponses sont encore en suspens.*

3.2 Mécanismes de production

3.2.1 Production élastique

La production élastique de J/ψ rentre dans le cadre général du Modèle de Dominance Vectorielle (appelé couramment VDM en anglais) [24]. Le photon se couple naturellement à toute excitation d'une paire $q\bar{q}$, qu'elle soit légère ou non. Dans un langage de physique nucléaire, le photon se couple à une excitation particule-trou, pour laquelle le trou est ici effectué dans la mer de Dirac (vide physique). La figure 7 représente schématiquement de telles excitations. Evidemment, une telle configuration $q\bar{q}$ est par définition dans un état 1^- , comme le photon lui-même. La paire $q\bar{q}$ n'est cependant pas tout à fait un méson vecteur, mais seulement une configuration virtuelle. En effet, le carré du quadri-vecteur impulsion du photon est ici $-Q^2$, et donc très différent de celui d'un méson vecteur sur sa couche de masse, M_V^2 , et ce d'autant plus que le méson vecteur est lourd, et que la virtualité du photon (c'est-à-dire Q^2) est grande. Cette configuration ne peut donc vivre très longtemps, en application du principe de Heisenberg. Le temps de vie d'une telle configuration, que nous appellerons *temps de cohérence*, est alors simplement donné par

$$\tau_c \simeq \frac{1}{E_{q\bar{q}} - \nu}, \quad (3.4)$$

où ν est l'énergie du photon, qu'il soit réel ou virtuel [21], et $E_{q\bar{q}}$ est l'énergie de la configuration $q\bar{q}$

$$E_{q\bar{q}} \simeq [M_V^2 + \mathbf{k}^2]^{1/2}, \quad (3.5)$$

avec $\mathbf{k}^2 = \nu^2 + Q^2$. Nous avons supposé ici, comme dans tout ce cours, que $\hbar = c = 1$. Pour retrouver les bonnes unités, il suffit de rajouter, au bon endroit, les bonnes puissances de $\hbar c = 197.328 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$. Dans l'équation (3.5), M_V est la masse du méson vecteur associé à l'excitation $q\bar{q}$: ρ, ω pour les quarks légers, ϕ pour les quarks étranges, et J/ψ pour les quarks charmés. Nous avons supposé dans les équations (3.4) et (3.5), que la masse du

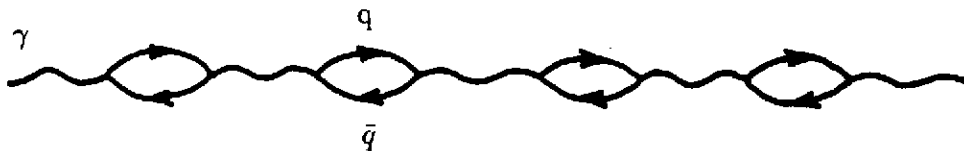


Figure 7: Structure hadronique du photon.

mésion vecteur était égale à environ deux fois celle des quarks correspondants. Dans la limite où les quarks q et \bar{q} ont eu le temps de "s'habiller", alors il convient de prendre dans (3.5) la masse constituante des quarks, ce qui justifie notre approximation. Lorsque l'échelle de temps est trop courte, il convient de prendre la masse courante. Comme nous le verrons un peu plus loin, c'est précisément le domaine qui nous intéresse ici lorsque l'on excite une paire de quarks charmés près du seuil. En se reportant à la table 2, on voit cependant que dans le cas des quarks charmés, la masse courante est très peu différente de la masse constituante, et donc notre approximation est encore valable.

Dans la limite de grande énergie devant M_V , τ_c prend une expression relativement simple:

$$\tau_c \simeq \frac{2\nu}{M_V^2 + Q^2} \quad (3.6)$$

Cette estimation est essentielle pour comprendre les différents régimes importants, suivant l'énergie du photon et sa virtualité.

Pour pouvoir se matérialiser comme état asymptotique physique (état sur couche de masse de quadri-impulsion M_V^2), cette configuration virtuelle $q\bar{q}$ représentée sur la figure 7, et caractérisée par une quadri-impulsion $-Q^2 \leq 0$, doit interagir avec une cible. Celle-ci peut être soit un nucléon soit un noyau. Le transfert d'impulsion minimum, en valeur absolue, entre la configuration virtuelle $q\bar{q}$ et la cible est alors donné par (pour $Q^2 = 0$)

$$t_{min} = (p_{J/\psi} - q)_{min}^2 \simeq -\frac{M_{J/\psi}^4}{4\nu^2 [1 - M_{J/\psi}^2/(2M_N\nu)]} \quad (3.7)$$

Comme on peut le remarquer sur cette expression, t_{min} tend vers zéro dans la limite des très hautes énergies, ou lorsque la masse du méson vecteur est très faible. Plus le temps de cohérence (3.6) est grand, plus le transfert d'impulsion minimum entre projectile et cible est faible. Lorsque ce transfert est petit devant $1/r_A^2$, ou r_A est le rayon du noyau, alors le processus de diffusion sur un noyau est cohérent. Dans le cas contraire, le processus de diffusion est incohérent (diffusion quasi-élastique).

Au niveau de l'interprétation physique de ce processus, il convient de distinguer deux régions cinématiques selon que τ_c est très grand devant les distances hadroniques, rayon du nucléon par exemple, ou très petit. Le premier régime est celui des très hautes énergies, ou celui de la photoproduction de quarks légers ($Q^2 = 0$, et M_V^2 très petit). On est alors dans le domaine traditionnel du Modèle de la Dominance Vectorielle. Dans ce régime, le photon se comporte plutôt comme un méson vecteur, et ceci est très bien vérifié expérimentalement [24].

Le second régime qui nous intéressera plus particulièrement dans ce cours est celui pour lequel τ_c est de l'ordre de grandeur, ou plus petit, que le rayon du nucléon. Cela est le cas lorsque la quadri-impulsion du photon est grande devant l'énergie, quel que soit la nature du méson vecteur, ou lorsque l'énergie du photon est faible (domaine près du seuil de production) et pour des quarks lourds. Le premier cas est celui de l'électroproduction de mésons vecteurs ρ et ω à grand transfert d'impulsion, qui sera étudiée à CEBAF. Le second cas est celui de la photo- et électro-production de mésons plus lourds, comme le J/ψ . Le cas du méson ϕ est encore une fois particulier, nous verrons dans les conclusions

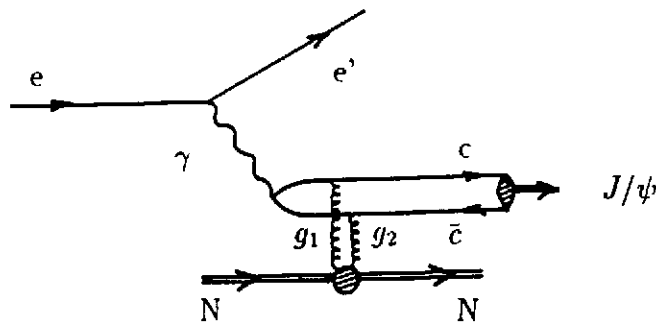


Figure 8: Processus de production élastique de J/ψ près du seuil.

de ce chapitre comment il convient de l'étudier. Pour fixer un peu les idées, τ_c est environ 12 fm pour une énergie de 18 GeV et des quarks légers u et d (production de ρ), mais seulement 0.75 fm à cette même énergie dans le cas du J/ψ .

En se plaçant donc dans la région cinématique où τ_c est de l'ordre de grandeur ou inférieur au rayon du nucléon, on se trouve dans la situation où l'interaction élémentaire entre le quark et l'antiquark de la paire $c\bar{c}$ d'une part, et entre celle-ci et le nucléon d'autre part, n'a pas eu le temps de se développer suffisamment pour former ce que l'on appelle le Poméron. L'échange du Poméron est très bien connue à très haute énergie, et pour des quarks légers [25]. C'est par exemple le cas en diffusion proton-proton à très petit transfert d'impulsion. Dans notre cas, nous sélectionnons, en se plaçant près du seuil, la configuration minimale du Poméron, c'est-à-dire l'échange de deux gluons. En effet, la configuration $c\bar{c}$ étant non-colorée, l'échange d'un seul gluon est interdit. D'autre part, le choix de quarks charmés qui ne participent pas à la fonction d'onde de valence du nucléon interdit d'avoir des configurations où les quarks de la cible s'échangent avec ceux du projectile. Le processus élémentaire que l'on sélectionne est indiqué sur la figure 8.

Ce processus est original de plusieurs points de vue.

1. C'est une sonde "gluonique" de la structure du nucléon. Il convient en particulier de comparer ce processus à la diffusion Compton virtuelle (voir chapitre suivant), pour laquelle les deux gluons sont remplacés par deux photons, l'un réel dans l'état final, et l'autre virtuel dans l'état initial.
2. Comme le temps de cohérence est très faible, la paire $c\bar{c}$ est préparée dans une configuration (presque) ponctuelle. Comme nous le verrons plus loin, cette configuration est idéale pour pouvoir étudier son évolution dans le temps, lorsqu'elle se propage dans le milieu nucléaire.
3. Si l'on regarde de plus ce processus à grand transfert d'impulsion (attention cependant à la section efficace qui chute très rapidement), alors il est possible d'étudier non seulement la propagation de la paire $c\bar{c}$ mais aussi celle du nucléon sur lequel les deux gluons ont diffusé.
4. En faisant varier Q^2 (ou ν), et la masse du méson vecteur, c'est-à-dire en faisant varier τ_c , il est possible d'étudier la transition entre les deux régimes que nous venons de mentionner.

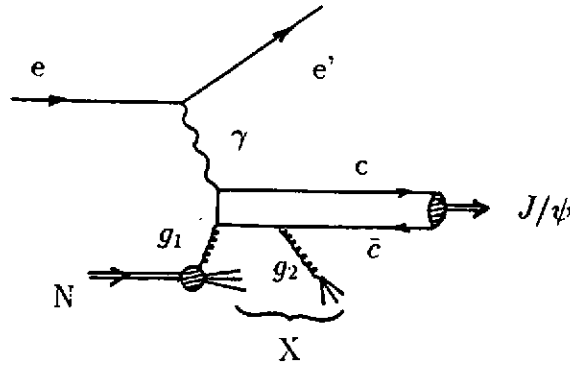


Figure 9: Processus de production inélastique de J/ψ dans le modèle singulet de couleur.

3.2.2 Production inélastique

La production inélastique de J/ψ est décrite traditionnellement par le modèle singulet de couleur représenté sur la figure 9. Le processus élémentaire (fusion photon-gluon) consiste à créer une paire $c\bar{c}$ (colorée) par couplage au photon virtuel d'une part, et à un gluon du nucléon d'autre part. L'émission d'un second gluon dans l'état final est nécessaire pour assurer la neutralité de cette configuration au niveau de la couleur, et pouvoir ainsi former un J/ψ . En choisissant judicieusement le régime cinématique, ce processus devrait être dominant. Il faut en effet s'assurer que les constantes de couplage aux vertex quark-gluon sont petites. C'est précisément le cas lorsque cette constante de couplage est définie à une échelle de masse très supérieure à Λ_{QCD} (domaine de liberté asymptotique). Nous verrons un peu plus loin comment cela est possible.

Pour que le processus soit inélastique, il faut d'abord s'assurer que la masse invariante de l'état final soit grande. Celle-ci s'exprime en fonction des diverses variables cinématiques par

$$M_X^2 = t + M_N^2 + 2(1-z)M_N\nu, \quad (3.8)$$

avec le transfert d'impulsion t donné par

$$t \equiv (p_{J/\psi} - q)^2 = -(1-z)(s + Q^2), \quad (3.9)$$

et

$$s = \frac{M_{J/\psi}^2}{z} + \frac{P_T^2}{z(1-z)}. \quad (3.10)$$

Une limite supérieure de 5 GeV^2 pour M_X^2 est suffisante pour assurer l'inélasticité. Cette limite impose une limite supérieure sur z qui dépend évidemment de l'énergie du photon. Pour une énergie de 30 GeV , z doit être plus faible que 0.85 environ.

Le domaine de validité du modèle est dicté par la virtualité des quarks dans l'état intermédiaire. Celle-ci doit en effet être grande pour que les gluons soient "durs", c'est-à-dire que la constante de couplage soit effectivement calculée à l'échelle de la masse du quark charmé. Les lignes de quark dans les états intermédiaires, indiquées sur la figure 10, sont caractérisées par les moments suivants

$$p_s^2 = (-p - g_2)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(s - M_{J/\psi}^2), \quad (3.11)$$

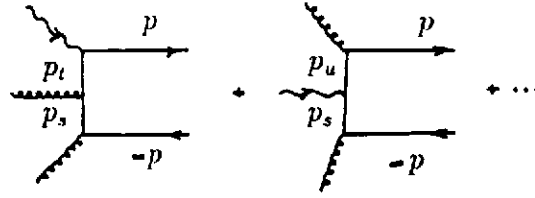


Figure 10: Contributions élémentaires à l'amplitude d'électroproduction inélastique de J/ψ .

$$p_i^2 = (p - q)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(t - M_{J/\psi}^2 - Q^2), \quad (3.12)$$

$$p_u^2 = (p - g_1)^2 = m_c^2 + \frac{1}{2}(u - M_{J/\psi}^2), \quad (3.13)$$

avec

$$s + t + u + Q^2 = M_{J/\psi}^2. \quad (3.14)$$

Les moments p_i^2 et p_u^2 sont "hors couche de masse" d'au moins $1/2 M_{J/\psi}^2$, ce qui assure le bon comportement des vertex quark-gluon adjacents. Le moment p_s^2 par contre peut être égal à m_c^2 lorsque $s = M_{J/\psi}^2$, soit pour $p_T^2 = 0$ et $z = 1$. La condition de validité de ce modèle se traduit alors soit par une valeur maximale de z soit par une valeur minimale de p_T^2 . Pour cette dernière valeur, il est traditionnel de prendre $p_T^2 \geq 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Il est à noter que ces conditions sont indépendantes de ν sous réserve que les limites précédentes soient effectivement réalisées. Ces limites sont évidemment relativement floues, et seul la comparaison avec les données expérimentales permet de contrôler ces approximations. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette démarche n'a jusqu'à présent pas pu être menée à son terme soit par l'impossibilité de sélectionner directement les événements dans l'état final, soit par un manque de précision des données lorsque cette sélection était possible.

La forme générale de la section efficace est donnée par

$$\frac{d^4\sigma}{d\nu dQ^2 dz dP_T^2 d\Phi} = \alpha_s^2 G(x) F(\nu, Q^2, z, P_T^2) |R_s(0)|^2. \quad (3.15)$$

Dans cette expression, x est la variable de Bjorken correspondant à la fraction de l'impulsion du nucléon emportée par le gluon (dans le référentiel du moment infini). Elle s'exprime ici de la manière suivante

$$x = \frac{1}{2 M_N \nu} \left(\frac{M_{J/\psi}^2}{z} + \frac{P_T^2}{z(1-z)} \right) + \frac{Q^2}{2 M_N \nu}. \quad (3.16)$$

La fonction F dans (3.15) se décompose suivant

$$F = \left(\Sigma_T + \epsilon \Sigma_L + \sqrt{\epsilon(1+\epsilon)} \Sigma_\Phi \cos \Phi + \epsilon \Sigma_{2\Phi} \cos 2\Phi \right), \quad (3.17)$$

où ϵ est la polarisation du photon virtuel

$$\epsilon = \frac{4EE' - Q^2}{2E^2 + 2E'^2 + Q^2}, \quad (3.18)$$

lorsque Q^2 est très grand devant la masse au carré de l'électron, soit $Q^2 \gg 2.5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$. C'est la décomposition standard d'une section efficace d'électroproduction [26]. Dans la limite de photoproduction ($Q^2 = 0$), Σ_T est directement proportionnel à la section efficace de photo-production de J/ψ [21, 26]. Les fonctions Σ s'expriment uniquement en fonction des variables cinématiques z, p_T^2 et Q^2 [27].

L'expression générale (3.15) est intéressante car elle permet de bien séparer les différentes étapes du processus d'électroproduction dont nous avons déjà parlé: la structure de l'état initial par l'intermédiaire de la fonction de distribution du gluon $G(x)$, le mécanisme élémentaire d'électroproduction par la fonction F , et enfin la formation de l'état final sous la forme de la fonction d'onde à l'origine $R_s(0)$. De façon à déterminer de manière univoque la fonction de distribution du gluon, il convient de séparer les différentes parties de cette section efficace.

- Comme nous allons le voir dans la section suivante, la formation de l'état final fait référence à l'évolution dans le temps d'une paire $c\bar{c}$. Au niveau de la production inélastique élémentaire de J/ψ sur le nucléon, seule la projection de l'état $c\bar{c}$ sur la fonction d'onde de l'état fondamental intervient, ce qui correspond au facteur $|R_s(0)|^2$ lorsque l'on néglige le moment relatif entre le quark et l'antiquark. Cette valeur est d'ailleurs calculée par la largeur de désintégration du J/ψ en e^+e^- , selon

$$|R_s(0)|^2 = \frac{\pi}{\alpha} \frac{\Gamma_{l+l-}^{J/\psi} M_{J/\psi}^2}{Q_c^2}. \quad (3.19)$$

- Le processus élémentaire est entièrement défini par les variables cinématiques et la masse du quark charmé. Une des manières de tester ce processus est de considérer des rapports de sections efficaces, de façon à se débarrasser des facteurs constants dans la section différentielle, et de minimiser les erreurs systématiques. En faisant par exemple des rapports de sections efficaces à x constant, pour des valeurs de z, p_T^2, ν et Q^2 différentes, alors seule la fonction F intervient. Citons comme autre exemple le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse, ou la dépendance azymuthale de la section efficace (rapportée à la section efficace totale). Ces deux rapports ne sont possible qu'en électroproduction, car $\Sigma_L(Q^2 = 0) = 0$, et Φ n'est défini que lorsque le plan de diffusion de l'électron est défini (voir figure 4). Nous indiquons pour information cette dernière sur la figure 11, dans les conditions NMC [28], en même temps que plusieurs prédictions. Il n'est pas possible à l'heure actuelle de conclure sur la validité de ce modèle, d'autant plus que les sections efficaces individuelles sont sous-estimées d'un facteur 4 environ.
- L'information essentielle est évidemment la fonction de distribution du gluon $G(x)$. Suivant l'équation (3.16), le domaine de x accessible dépend de l'énergie du photon. Dans les conditions du CERN, avec un faisceau de muons de 280 GeV, le domaine en x s'étend de 0.05 à 0.25. Par contre, dans les conditions qui nous intéressent ici, x est plus grand que 0.15. La valeur supérieure dépend beaucoup de la luminosité dont on peut disposer pour avoir des événements à grand Q^2 et/ou à grand p_T^2 . La meilleure manière d'extraire la fonction de distribution du gluon est en fait de

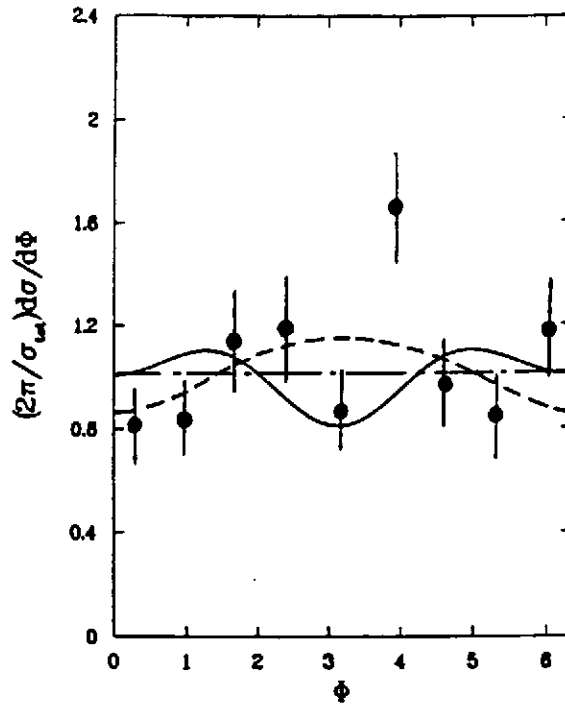


Figure 11: Dépendance azymuthale de la section efficace de production inélastique, dans les conditions NMC. La courbe en trait plein est une prédiction théorique [27]. La courbe en pointillé est le meilleur fit aux données expérimentales, et la courbe en trait mixte correspond à $\Sigma_\phi = \Sigma_{2\phi} = 0$.

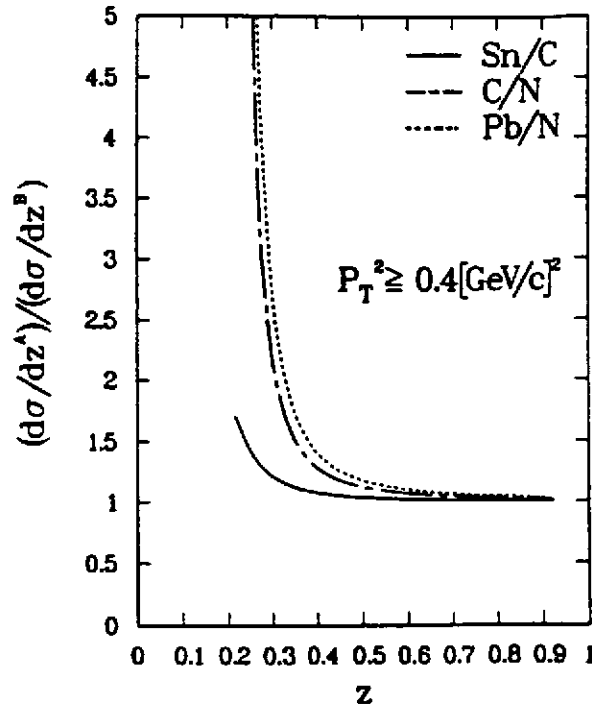


Figure 12: Rapport de la section efficace de production inélastique de J/ψ dans un noyau, par rapport à la production sur un nucléon libre, pour une énergie incidente de 30 GeV.

s'intéresser à la section efficace différentielle en fonction de x . La variable p_T^2 peut par exemple être éliminée en fonction de x . Cela nécessite de mesurer la section efficace différentielle dans une large gamme cinématique, ce qui n'a pas été possible jusqu'à présent faute de taux de comptage suffisants.

La détermination de la fonction de distribution du gluon dans ce domaine en x est encore largement inconnue. Par ailleurs, la mesure de l'asymétrie en diffusion d'électrons polarisés sur des nucléons polarisés permet aussi d'avoir accès à la fonction de distribution polarisée du gluon [29]. Celle-ci est totalement inconnue actuellement. Sa détermination est fondamentale pour la compréhension de la structure en spin du nucléon.

Enfin, la modification de cette fonction de distribution lorsque le nucléon est plongé dans le milieu nucléaire est aussi une donnée essentielle pour compléter notre compréhension de l'effet EMC [10]. Un calcul simple de mouvement de Fermi conduit à une forte modification de la fonction de distribution pour des x plus grands que 0.3. La détermination de cette modification ne peut donc se faire que dans ce domaine en énergie. Des corrections proches d'un facteur 2 à 5 sont prédites à petit z , ainsi que cela est indiqué sur la figure 12.

3.2.3 Electroproduction de χ

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les états χ n'ont pas les mêmes nombres quantiques que le photon, et donc les processus de production sont différents, que ce soit pour la production élastique (le modèle VDM ne peut pas être appliqué) ou inélastique. Dans ce dernier cas par exemple, il convient d'échanger un gluon de plus pour pouvoir conserver la parité (un gluon de moins n'étant pas possible par conservation de la couleur), et donc l'électroproduction de χ est supprimée par un facteur d'au moins 30% par rapport à celle du J/ψ . C'est en fait la situation opposée au cas de la production par hadron, car dans ce cas il est plus facile de produire un χ qu'un J/ψ , du fait que l'état initial peut être formé de deux gluons, chacun provenant d'un hadron différent (cible et projectile). C'est effectivement ce qui est observé expérimentalement. Cette différence au niveau du processus de production rend pour l'instant les prédictions théoriques peu précises.

3.3 Formation et propagation de J/ψ et ψ'

Cette section constitue une très bonne introduction à la notion de transparence de couleur. C'est aussi une donnée de base essentielle pour pouvoir comprendre la signature de la formation du plasma de quarks et de gluons en étudiant la suppression du taux de production de J/ψ lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. La question qui se pose est alors: mais quelle est donc la section efficace J/ψ -nucléon? Pour introduire le sujet, nous allons tout d'abord préciser les différentes étapes du processus de formation et de propagation du J/ψ et ψ' dans le milieu nucléaire, dans une approche classique idéale. Nous verrons brièvement ensuite comment un traitement quantique plus élaboré peut modifier ce scénario. Dans le chapitre suivant, nous détaillerons toutes les questions de physique que cette notion de transparence de couleur soulève.

i) La paire $c\bar{c}$ doit d'abord être préparée dans un état quasi-ponctuel et non coloré. Comme nous l'avons vu précédemment, la façon la plus simple de le faire est de produire cette paire par diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau, avec un temps de cohérence τ_c , donné dans l'équation (3.6), le plus petit possible.

ii) Dans cette configuration, la paire $c\bar{c}$ n'est pas un état stationnaire, mais plutôt une superposition d'états, c'est-à-dire une superposition de l'état fondamental J/ψ , et de ses états excités ψ', ψ'', \dots . L'évolution dans le temps de cette configuration n'est alors plus le temps de cohérence τ_c , les configurations sont maintenant réelles et non plus virtuelles. Le temps d'évolution de la paire, on parle alors plutôt de temps de formation τ_f , est fonction de l'énergie d'excitation typique du système, ici donc $M_{\psi'} - M_{J/\psi}$, soit (dans un modèle d'oscillateur harmonique par exemple)

$$\tau_f \simeq \frac{\pi/2}{M_{\psi'} - M_{J/\psi}} \frac{E_{J/\psi}}{M_{J/\psi}} \quad (3.20)$$

Nous avons rajouté, dans cette équation, le facteur de dilatation de Lorentz. Plus les états excités du J/ψ sont d'énergie élevée, moins le couplage à ces états est facile, et donc plus vite le système doit évoluer vers l'état fondamental. Ce temps de formation est environ quatre fois supérieur au temps de cohérence. Ils sont tous les deux proportionnels à l'énergie du photon, dans la mesure où $z \simeq 1$ pour une diffusion quasi-élastique, et donc $E_{J/\psi} \simeq \nu$. Pour $\nu = 18 \text{ GeV}$, τ_f vaut par exemple 3 fm.

Pour mettre en évidence l'évolution dans le temps de cette configuration, c'est-à-dire en fait pour étudier plus précisément la formation de l'état hadronique final (état asymptotique), il convient d'avoir un milieu dont l'extension spatiale est de l'ordre de grandeur du temps de formation. *Le noyau est le seul milieu disponible à cette échelle.* Nous voyons apparaître ici pour la première fois la notion de laboratoire (en tant que détecteur) appliquée au noyau.

D'un point de vue expérimental, l'évolution de cette configuration se fera en mesurant l'atténuation de la production de J/ψ produit quasi-élastiquement sur un nucléon du noyau, en fonction de la taille du noyau, c'est-à-dire de A . Comme nous le verrons plus loin, et cela est raisonnable si l'on se rappelle la section efficace d'interaction d'un dipôle en électromagnétisme, la section efficace d'interaction d'une configuration $c\bar{c}$ est donnée par les deux conditions aux limites

$$\sigma_{c\bar{c}}(t \simeq 0) \equiv \sigma_{c\bar{c}}^0 \simeq 0 \quad (3.21)$$

$$\sigma_{c\bar{c}}(t \rightarrow \infty) \equiv \sigma_{c\bar{c}}^\infty \equiv \sigma_{J/\psi} \quad (3.22)$$

La section efficace est en fait proportionnelle au carré de la taille de l'objet en question (pour un objet non coloré), et donc pratiquement nulle au niveau de l'état initial (paire $c\bar{c}$ quasi-ponctuelle). Asymptotiquement, c'est par définition la section efficace d'interaction $J/\psi - N$, dans la mesure évidemment où il y a un milieu pour la mesurer!

Toute l'information physique réside dans l'évolution dans le temps de cette section efficace, et donc dans l'échelle de temps définie par τ_f en (3.20). Une première paramétrisation simple est par exemple [30]

$$\sigma_{c\bar{c}}(t) = \sigma_{c\bar{c}}^\infty \Theta(t - \tau_f) + \left[\sigma_{c\bar{c}}^0 + (\sigma_{c\bar{c}}^\infty - \sigma_{c\bar{c}}^0) \left(\frac{t}{\tau_f} \right)^n \right] \Theta(\tau_f - t). \quad (3.23)$$

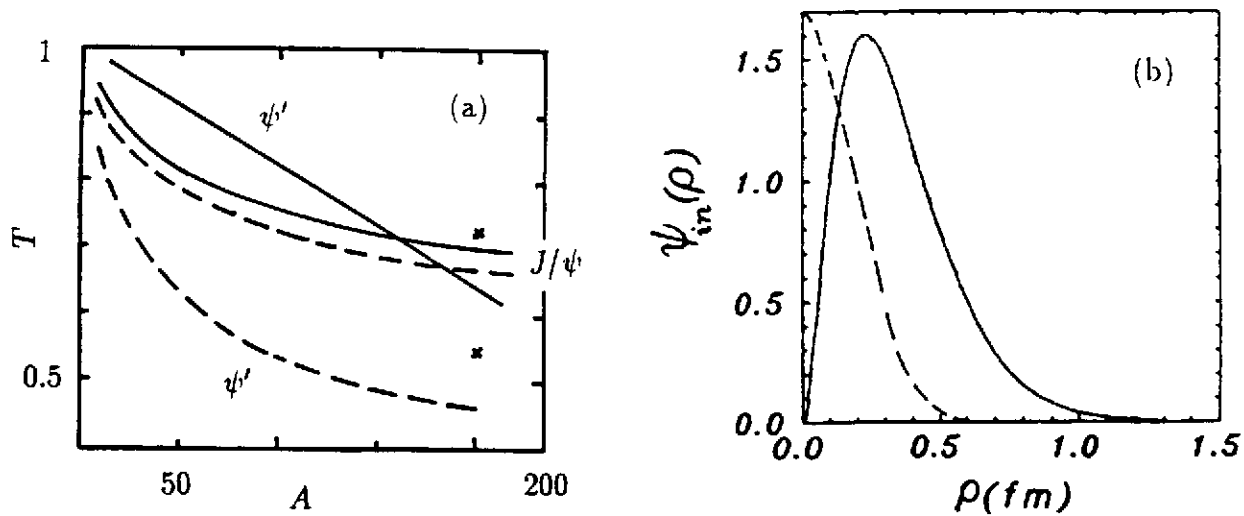


Figure 13: (a) Atténuation de la production de J/ψ et ψ' en fonction de A . Les courbes en trait pointillé correspondent à un calcul de Glauber traditionnel, et les courbes en trait plein à des prédictions théoriques tenant compte des corrections de transparence de couleur. (b) Fonction d'onde initiale de la paire $c\bar{c}$ dans deux conditions cinématiques différentes (voir texte). Les fonctions d'ondes ne sont pas normalisées ici.

Dans cette équation, n est une constante décrivant le processus d'évolution dans le temps de la configuration en question. Cette paramétrisation, si elle est aussi simpliste, nous permet cependant de bien cerner les quantités physiques que l'on peut espérer extraire des données expérimentales. Le facteur n par exemple est tout à fait typique du modèle utilisé pour décrire le système [30, 31]. De plus, la condition de préparation du système peut être modifiée, à τ_f (i.e. ν) constant, en variant Q^2 . L'échelle caractéristique de l'évolution du système, τ_f peut aussi être modifiée en faisant varier l'énergie. Nous avons ici un exemple parfait de la flexibilité de la sonde électromagnétique, et de son utilité pour préparer un système dans un état parfaitement bien défini.

Expérimentalement, il est traditionnel de calculer le paramètre α , ou encore A^{eff} , définis par

$$\sigma_A \equiv A^\alpha \sigma_N \equiv A^{eff} \sigma_N, \quad (3.24)$$

et d'étudier α en fonction des variables cinématiques ν, z, Q^2 et de A .

L'absorption de la production de J/ψ et ψ' se calcule simplement, dans un modèle de Glauber au premier ordre, par

$$A^{eff} = \int d^3r \rho(\mathbf{r}) P_0(\mathbf{r}), \quad (3.25)$$

avec

$$P_0(\mathbf{r}) = \exp \left[- \int_T dz \sigma_{c\bar{c}}(z) \rho(z) \right]. \quad (3.26)$$

Dans ces équations, P_0 représente la probabilité pour qu'une paire $c\bar{c}$, créée en un point \mathbf{r} n'interagisse pas avec le noyau avant de le quitter, $\rho(z)$ étant la densité nucléaire en un point z de la trajectoire T de la paire. La dépendance en temps de la section efficace

est ici transcrite en terme de dépendance en z [30]. Nous avons indiqué sur la figure 13.a (courbes notées J/ψ) les prédictions de ce modèle dans un calcul de Glauber standard (courbe pointillée) et avec correction de transparence de couleur selon (3.23) (courbe pleine), pour une énergie de 20 GeV. La différence entre ces deux courbes dépend de manière cruciale de la valeur exacte de τ_f et n dans la paramétrisation (3.23).

Comme cela a été remarqué rapidement [32, 33], les aspects quantiques de l'évolution dans le temps de cette paire $c\bar{c}$ ne peuvent pas être ignorés complètement. Lorsque la production de J/ψ est atténuée dans le milieu nucléaire, elle doit être compensée d'une manière ou d'une autre par l'excitation d'états résonnants. Pour cela, il est indispensable de comparer le taux d'atténuation du J/ψ avec celui de ses états excités, le ψ' en tout premier lieu. Nous avons indiqué sur la figure 13.a les prédictions quant à l'atténuation du ψ' [33] (courbes notées ψ' avec la même signification que celles du J/ψ). Comme on peut le voir, les prédictions sur le comportement de cette résonance sont tout à fait originales. A plus haute énergie, il peut même y avoir surproduction de ψ' dans le noyau [33].

Ces prédictions dépendent évidemment aussi de la fonction d'onde de l'état initial. C'est à ce niveau qu'intervient la valeur exacte du temps de cohérence. Comme nous l'avons déjà indiqué, il convient a priori de séparer deux régions cinématiques $\tau_c \gg r_A$ et $\tau_c \ll r_A$. Dans le premier cas, la paire a eu le temps d'évoluer à partir du point de création (vertex électromagnétique), et la fonction d'onde de la configuration $c\bar{c}$ au niveau du noyau pourrait avoir l'allure indiquée sur la figure 13.b. (courbe en trait plein [33]). Cette configuration a été utilisée sur les courbes notées ψ' dans la figure 13.a. Les prédictions de ce modèle sur l'atténuation du J/ψ ne sont pas différentes de la prédiction du modèle de Glauber standard (courbe pointillée notée J/ψ).

Par contre, dans le domaine cinématique où le temps de cohérence est faible devant le rayon du noyau -c'est plutôt le domaine d'énergie qui nous intéresse ici- alors l'état initial devrait être décrit par la fonction d'onde indiquée par la courbe pointillée sur la figure 13.b. La probabilité de trouver la paire est maximale pour une distance relative nulle entre quark et antiquark. Dans ce cas, on retrouve qualitativement les prédictions du modèle classique présente plus haut. Les résultats pour le noyau de plomb sont indiquées par des croix sur la figure 13, pour la production de J/ψ et ψ' .

3.4 Conclusions

L'étude de la production de charmonium est un élément essentiel du programme de physique tel que nous l'avons présenté dans le chapitre 2. C'est d'abord le point de départ obligé de l'étude des mécanismes de production élémentaires dans QCD, de par le choix d'un quark de grande masse, et le choix de la région cinématique (électroproduction près du seuil). Au niveau de la production inélastique, il convient tout d'abord de tester notre description de la production élémentaire, afin de pouvoir en déduire la fonction de distribution du gluon à relativement grande valeur de la variable de Bjorken x . Au niveau de la production élastique, le processus élémentaire fait intervenir l'échange de deux gluons avec le nucléon. Cette façon de tester la structure du nucléon n'a encore jamais été abordée, et devrait être tout à fait originale, compte-tenu de la nature de cette nouvelle "sonde" (gluons colorés). C'est aussi la meilleure manière de préparer une configuration

$c\bar{c}$ quasi-ponctuelle.

Une fois cette configuration créée, avec des caractéristiques que l'on peut modifier suivant l'énergie et le transfert de quadri-impulsion du photon, il est possible d'étudier directement la formation de l'état final, le J/ψ et ψ' , en étudiant leur atténuation dans le milieu nucléaire en fonction de A, Q^2 et ν . C'est le point de départ obligé pour la mise en œuvre de la notion de transparence de couleur que nous verrons dans le chapitre suivant. Ce sujet est d'ailleurs loin d'être académique dans la mesure où la valeur de la section efficace J/ψ -nucléon est essentielle pour comprendre la réduction du taux de production de J/ψ en diffusion d'ions lourds ultra-relativistes, comme cela a été proposé pour "signer" la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Ce processus d'évolution d'une configuration hadronique simple vers un état hadronique asymptotique (complexe) est le prototype même des nouvelles orientations de recherche proposées dans ce projet.

Toutes ces études *doivent* considérer non seulement la production de J/ψ mais aussi celle de ψ' . Ceci est essentiel lorsque l'on étudie ces processus dans le milieu nucléaire. En effet, toute modification du nucléon dans l'état initial ne dépend que de la *densité* nucléaire, et ceci indépendamment du hadron formé dans l'état final. Par contre, la formation de l'état final est révélée par la *distance* parcourue dans le milieu nucléaire, et dépend fortement de l'état que l'on forme (état fondamental ou excitation radiale). Comme il n'est pas vraiment possible de faire varier la taille du noyau sans en faire varier la densité (sauf peut-être au delà d'une certaine masse atomique, lorsque la densité au centre reste pratiquement constante), la seule manière de pouvoir séparer ces deux aspects est de comparer la formation de J/ψ et celle de ψ' .

Enfin, nous avons à notre disposition une autre variable, quantifiée cette fois, à savoir la saveur des quarks produits. En particulier, il est indispensable de comparer la production de J/ψ à celle de ϕ . Cette comparaison ne doit pas se faire sans point de contact. Nous avons vu dans ce chapitre que les quantités fondamentales qui interviennent pour définir les processus élémentaires sont $M_V^2 + p_T^2$ pour les processus inélastiques d'une part, et $M_V^2 + Q^2$ pour les processus élastiques d'autre part. Il suffit alors d'étudier la production de J/ψ et de ϕ , en gardant ces quantités constantes. La photoproduction de J/ψ doit donc être comparée à l'électroproduction de ϕ à grand Q^2 et grand p_T^2 . C'est la seule manière de pouvoir obtenir une information nouvelle sur la structure du ϕ , ou d'une paire $s\bar{s}$ en interaction, en la comparant à la structure du J/ψ et d'une paire $c\bar{c}$. C'est enfin une manière simple de faire varier dans une large mesure les temps de cohérence et de formation d'une configuration $q\bar{q}$, et donc de mieux comprendre comment la notion de transparence de couleur s'applique à la formation d'un méson vecteur.

4 La notion de transparence de couleur

La notion de transparence de couleur est une notion relativement récente. Elle résulte pourtant de plusieurs observations successives, dont la première date de 1955! Il s'agissait à cette époque de l'étude de la désintégration de pions ultra-rapides $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ dans une émulsion. Dans ce cas, il se trouve que le taux d'ionisation du milieu est une fonction croissante de la distance parcourue par la paire: près du point de création, la paire n'interagit pas avec le milieu! Cette observation surprenante a été interprétée rapidement dans le cadre de QED [34]: une paire de particules chargées, de charge globale nulle, interagit avec le milieu selon une section efficace de type dipolaire, c'est-à-dire proportionnelle à la distance entre les deux particules de la paire. Elle est donc nulle au voisinage du point de création.

La mise en forme quasi-définitive de la notion de transparence de couleur, appliquée ici à QCD et à la charge de couleur (d'où son nom) est due à S. Brodsky et A. Mueller en 1982 [35]. Elle peut se résumer dans l'affirmation suivante, qu'il conviendra bien sûr de préciser: *le noyau est transparent vis-à-vis d'un nucléon éjecté à grand transfert d'impulsion*. Il serait trop long ici de faire un historique complet de ce sujet, bien que l'évolution des idées, depuis 1955, soit tout à fait passionnante. Les premières expériences en diffusion proton-proton ont eu lieu à Brookhaven en 1988 [36], et ont donné des résultats intéressants, montrant en particulier que le noyau pouvait effectivement jouer un rôle de filtrage de certaines composantes de la fonction d'onde hadronique. Ces expériences sont à l'origine de toute l'activité actuelle dans ce domaine.

Les processus qui retiennent particulièrement l'attention sont maintenant $(e,e'p)$ et non plus $(p,2p)$. Nous verrons dans la section 4.2 quelle en est la raison. La première expérience dédiée en $(e,e'p)$ a eu lieu au SLAC en 1992 (expérience NE 18 [37]). Les résultats préliminaires sont relativement décevants. Nous essaierons de comprendre pourquoi.

4.1 Rappels

Nous allons passer en revue dans cette section les trois éléments qui interviennent au niveau du processus physique, et que nous avons déjà rencontrés lors de la production de charmonium: définition de l'état initial, processus électromagnétique élémentaire, et formation de l'état final.

4.1.1 Distribution en impulsion du nucléon dans le noyau

La réaction qui nous intéressera tout au long de ce chapitre est la diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau $A(e,e'p)[A-1]$. La cinématique de cette réaction est indiquée sur la figure 14. Cette réaction est déjà bien connue à plus basse énergie, pour des transferts d'impulsion inférieurs à $1 \text{ GeV}/c$. Dans l'approximation d'impulsion (voir les cours de B. Frois et V. Breton), la section efficace six fois différentielle peut s'écrire sous la forme

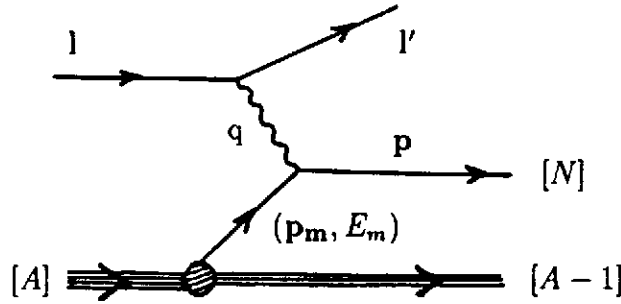


Figure 14: Variables cinématiques de la diffusion quasi-élastique sur un nucléon du noyau.

$$\frac{d^6\sigma}{d^3l'd^3p} \propto \sigma_{eN} S(E_m, \mathbf{p}_m). \quad (4.1)$$

La fonction $S(E_m, \mathbf{p}_m)$ est, par définition, la fonction spectrale, et σ_{eN} est la section efficace élémentaire de diffusion sur un nucléon libre. La fonction spectrale correspond physiquement à la probabilité de trouver dans le noyau un nucléon de moment \mathbf{p}_m et d'énergie E_m . Cette fonction spectrale est actuellement connue pour plusieurs noyaux, et plusieurs orbitales, jusqu'à des impulsions de l'ordre de 300 MeV/c (expériences faites à NIKHEF). Dans le modèle en couche, la fonction spectrale s'écrit tout simplement

$$S(E, \mathbf{p}) = \sum_{\alpha} \delta(E - \epsilon_{\alpha}) n_{\alpha}(\mathbf{p}). \quad (4.2)$$

Dans cette équation, $n_{\alpha}(\mathbf{p})$ correspond à la distribution en impulsion d'un nucléon dans la couche α , que l'on peut déterminer à partir de la fonction d'onde de cette couche dans l'espace des impulsions

$$n_{\alpha}(\mathbf{p}) = |\Psi_{\alpha}(\mathbf{p})|^2. \quad (4.3)$$

Les énergies ϵ_{α} représentent quant à elles les énergies à une particule [38]. Toutes ces notions sont maintenant parfaitement maîtrisées d'un point de vue théorique. Au niveau expérimental, la nouvelle génération d'expériences à NIKHEF et CEBAF [12] devrait parfaire notre connaissance de la fonction spectrale.

4.1.2 Couplage électromagnétique élémentaire

A grand transfert d'impulsion, le scénario maintenant traditionnel est celui de Lepage-Brodsky [39]. Ce régime est caractérisé par deux échelles de transfert très différentes. La première est définie par le grand transfert de quadri-impulsion Q^2 au niveau du vertex électromagnétique élémentaire. La seconde correspond à l'échelle des moments au sein du nucléon lui-même, de l'ordre de deux à trois fois Λ_{QCD} . Dans ces conditions, il est naturel de penser que le processus physique doit se décomposer (on dit plutôt se factoriser), en deux parties, l'une (dite "dure", ou perturbative) au vertex électromagnétique, et l'autre (dite "molle", ou non-perturbative) au niveau de la fonction d'onde du nucléon. Cette décomposition est schématisée sur la figure 15. La partie dure de l'interaction est incluse

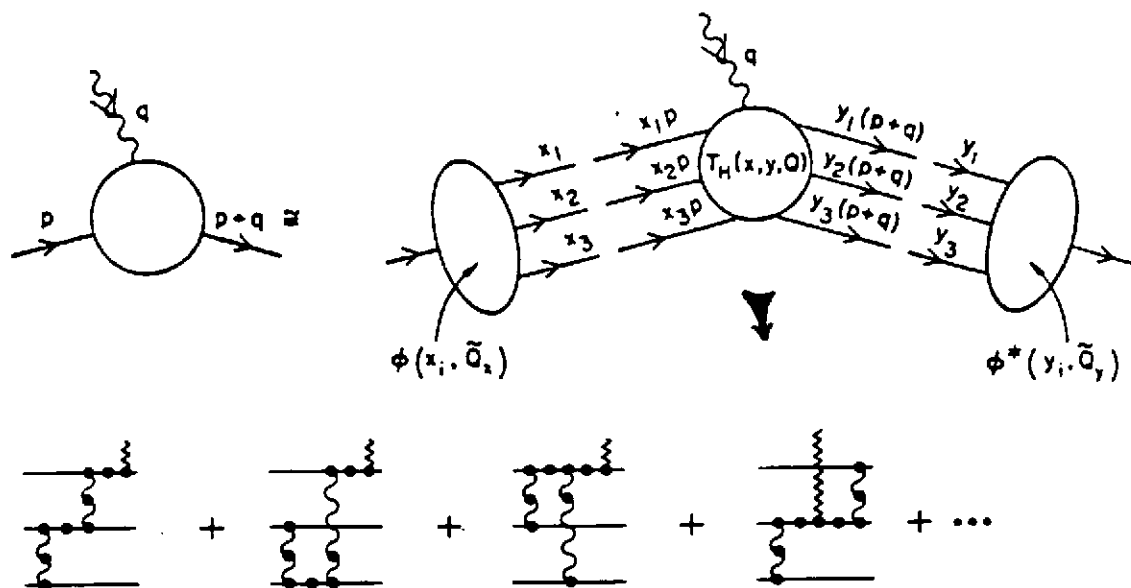


Figure 15: Facteur de forme électromagnétique du nucléon à haut transfert d'impulsion. Séparation des parties perturbatives $T_H(x, y, Q^2)$ et non-perturbatives $\Phi(x_i)$.

dans $T_H(x, y, Q^2)$, alors que la partie non-perturbative est représentée par la fonction de distribution des quarks $\Phi(x_i)$, où x_i est la fraction d'impulsion emportée par un des quarks de valence du nucléon, avec $x_1 + x_2 + x_3 = 1$. Cette fonction d'onde peut être calculée dans différents modèles de quarks, et ses moments par les règles de somme de QCD ou encore par des calculs sur réseaux. Le facteur de forme magnétique du proton s'écrit alors de la manière suivante

$$G(Q^2) = \int_0^1 [dx] \int_0^1 [dy] \Phi^*(y_i) T_H(x_i, y_i, Q^2) \Phi(x_i). \quad (4.4)$$

De cette façon, il est possible de retrouver les règles de scaling observées expérimentalement pour les facteurs de forme [12]. La normalisation absolue dépend cependant beaucoup de la forme précise de la paramétrisation de cette fonction d'onde. L'échelle en Q^2 à partir de laquelle cette description doit être valable est ainsi l'objet de larges discussions [40]. Nous verrons un peu plus loin pourquoi cette incertitude n'intervient pas directement dans la mise en évidence de la transparence de couleur.

La première conséquence de ce scénario est aussi la première condition pour que l'effet de transparence de couleur puisse se manifester. Pour ce processus élastique en effet, ou plus généralement pour un processus exclusif dans lequel on demande une recombinaison des quarks de valence dans l'état final, le transfert d'impulsion doit être équitablement partagé entre tous les quarks de valence (équipartition du moment dans l'état final), ce qui impose un transfert d'impulsion élevé entre chaque quark de valence. Dans le cas du facteur de forme du proton, dans le référentiel de Breit par exemple [26], lorsque le photon transfère une impulsion Q au premier quark, alors celui-ci doit ensuite transférer $2Q/3$ au suivant, lequel redonne $Q/3$ au troisième. La condition de validité de notre approximation est donc plus précisément que $(Q/3)^2$ soit grand devant une échelle qu'il reste encore à déterminer. Nous reviendrons sur les conséquences de ce schéma dans

la section suivante.

L'étude des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon constitue un programme expérimental en soi pour ce projet. Il peut d'ailleurs être étendu à la diffusion Compton virtuelle qui adresse les mêmes questions, avec une variable cinématique supplémentaire. Dans ce processus en effet, l'état initial est le même que celui de la diffusion élastique par un photon virtuel, par contre l'état final est caractérisé, en plus du nucléon, par un photon réel d'énergie ω . La seconde variable cinématique, en plus de Q^2 , est ainsi le transfert de quadri-impulsion entre le photon virtuel incident et le photon réel. Cette nouvelle variable permet de contraindre l'état intermédiaire, et constitue un complément tout à fait intéressant à l'étude des facteurs de forme élastiques [41].

4.1.3 Interactions dans l'état final

Nous avons déjà entraperçu, dans la section 3.3, une application du modèle de Glauber. Revenons un peu plus en détails ici sur ces notions. Il n'est évidemment pas question de développer complètement le modèle de Glauber, et nous renvoyons le lecteur à la référence originale [42] pour la dérivation complète, et les diverses applications de ce modèle.

Considérons tout d'abord la propagation d'une particule d'énergie E dans le milieu nucléaire, avec une section efficace d'interaction ne dépendant que de l'énergie. Dans ce cas, la probabilité pour que cette particule n'interagisse pas avec le milieu est simplement donnée par

$$P(E) = \exp \left[-\sigma(E) \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(z) \right], \quad (4.5)$$

où $\rho(z)$ est la densité nucléaire au point z de la trajectoire de la particule. On retrouve tout de suite sur cette expression le fait que P est voisin de 1 lorsque le libre parcours moyen défini par $\lambda = 1/\rho\sigma$ est très grand devant le rayon du noyau r_A . Lorsqu'il s'agit d'un nucléon éjecté du noyau au point z_0 , la probabilité de non-interaction est simplement

$$P(E) = \exp \left[-\sigma_{NN}(E) \int_{z_0}^{\infty} dz \rho(z) \right], \quad (4.6)$$

où σ_{NN} est la section efficace NN.

Cette image est relativement simple, et nous a permis de mettre en évidence la notion de transparence de couleur dans le cas de la formation du J/ψ . Nous avons aussi vu comment le fait que le J/ψ soit un état composite doit modifier ce schéma. Ceci est évidemment aussi vrai pour le nucléon. Il existe alors, en plus de l'état fondamental, toute une série d'états excités vers lesquels il peut transiter en interagissant avec les nucléons du noyau. Nous indiquons sur la figure 16 comment, tout en conservant une transition élastique au niveau des états initial et final, la diffusion multiple inélastique sur plusieurs nucléons du noyau devait aussi intervenir. C'est ce que l'on appelle la diffusion diffractive de Gribov [43]. Le paramètre qui nous permet de contrôler l'importance de cette rediffusion inélastique n'est rien d'autre que le temps de formation τ_f déjà introduit dans le chapitre précédent à l'équation (3.20). Il se réécrit ici comme

$$\frac{1}{\tau_f} \simeq \sqrt{E_p^2 + M^{*2}} - \sqrt{E_p^2 + M_N^2}, \quad (4.7)$$

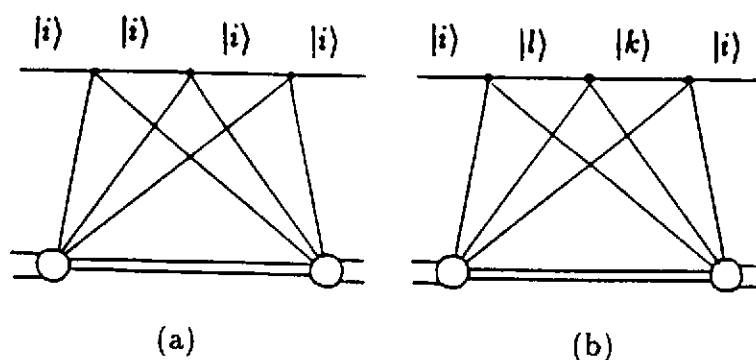


Figure 16: Rediffusion d'un nucléon dans le milieu nucléaire. a) Contribution purement élastique; b) contribution de ses états excités dans les étapes intermédiaires.

soit, avec $\nu \simeq E_p \simeq p$

$$\tau_f \simeq \frac{2\nu}{M^{*2} - M_N^2} \simeq \frac{\nu}{M_N} \frac{1}{(M^* - M_N)}. \quad (4.8)$$

Dans le cas qui nous intéresse ici, il faut intervenir la différence de masse $M^* - M_N$ entre les premiers états excités du nucléon et le nucléon lui-même. La première résonance qui nous vienne à l'esprit est évidemment la résonance de Roper, de masse $M^* = 1440 \text{ MeV}$, puisqu'elle peut être excitée de manière cohérente dans le noyau, ayant les mêmes nombres quantiques.

On peut d'ailleurs vérifier que le transfert d'impulsion dans la réaction inélastique $iN \rightarrow kN$ n'est rien d'autre que l'inverse de ce temps de formation. La rediffusion diffractive sur les nucléons du noyau ne sera alors importante que si il peut y avoir interférence entre ces différents processus, c'est-à-dire si la phase entre les différentes amplitudes représentées sur la figure 16 varie peu. Si Δz est la distance relative entre deux nucléons du noyau, cette phase est tout simplement proportionnelle à z/τ_f . Nous retrouvons ici aussi deux régimes différents: à haute énergie, $\tau_f \gg r_A$, et il peut donc y avoir interférence entre les différentes amplitudes indiquées sur les figures 16.a et 16.b. Par contre, à plus basse énergie lorsque τ_f est faible, la phase entre ces différentes amplitudes varie énormément en fonction de z , et donc seule la rediffusion complètement élastique, indiquée sur la figure 16.b, survit.

Pris individuellement, il n'y a rien de bien original, ni de bien nouveau, dans les trois processus que nous venons de rappeler. Toute la subtilité de la notion de transparence de couleur consiste à les combiner!

4.2 La notion de transparence de couleur

4.2.1 Principe général

On supposera tout d'abord que la fonction spectrale $S(E, \mathbf{p})$ est connue pour les différents noyaux que nous considérerons. Les programmes expérimentaux en cours ou prévus à NIKHEF et CEBAF sont ici essentiels. La cinématique au niveau de l'interaction électromagnétique est donc parfaitement définie, ce qui est indispensable pour pouvoir étudier l'évolution ultérieure du système.

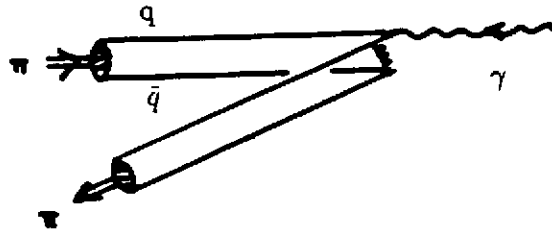


Figure 17: Sélection d'une configuration ponctuelle au vertex électromagnétique pour le facteur de forme du pion, dans le référentiel de Breit.

Que se passe-t-il maintenant au vertex électromagnétique? Nous avons vu ci-dessus que l'interaction électromagnétique à grand transfert d'impulsion, pour un processus élastique, fait intervenir aussi un grand transfert d'impulsion entre chaque quark de valence de la fonction d'onde du nucléon. Par transformée de Fourier dans l'espace des coordonnées, cela nous indique que les processus mis en jeu doivent être dominés par des petites distances relatives. Cet argument naïf nécessiterait d'être précisé dans la mesure où l'on a affaire ici à un transfert de quadri-impulsion, et donc non seulement de l'impulsion est échangée, mais aussi de l'énergie. Pour une diffusion élastique, nous avons en effet

$$\nu = \frac{Q^2}{2M_N} . \quad (4.9)$$

Pour une diffusion quasi-élastique, il convient de tenir compte aussi du mouvement de Fermi du nucléon. À bas transfert d'impulsion, le transfert d'énergie est souvent négligeable. Par contre, dans le domaine qui nous intéresse ici pour lequel Q^2 est de l'ordre de 5 à 20 $(GeV/c)^2$, cela n'est plus le cas. Il faut alors se placer dans un repère particulier (le cône de lumière) pour formuler de manière précise le facteur de forme électromagnétique dans ce régime [39]. L'argumentation naïve que nous avons présentée reste cependant valable dans la mesure où elle repose sur le principe général de causalité appliqué à un processus exclusif.

Regardons par exemple ce qui se passe pour le cas plus simple du facteur de forme électromagnétique du pion dans le référentiel de Breit [26]. Dans ce référentiel, le pion, d'impulsion p , est diffusé à 180 degrés, et repart avec une impulsion $-p$. Le transfert d'énergie est ainsi nul. Le transfert d'impulsion est quant à lui égal à $Q = 2p$. Au niveau élémentaire, ce transfert se fait sur l'un des deux quarks de valence, de moment voisin de $p/2$, celui-ci repartant alors en sens inverse avec une impulsion $-3p/2$.

Pour que le processus soit effectivement élastique, l'antiquark doit alors aussi avoir son impulsion renversée rapidement car sinon il va continuer son chemin "tout droit" et le processus sera inélastique: la corde entre le quark et l'antiquark va se briser, et plusieurs pions seront émis dans l'état final (voir chapitre suivant). Le premier quark doit donc très rapidement échanger un gluon avec l'antiquark, comme cela est indiqué sur la figure 17, pour pouvoir former un pion, de moment $-p$ dans l'état final. Plus le transfert d'impulsion est grand, plus cet échange doit se faire rapidement si l'on ne veut pas que la paire quark-antiquark ne se casse. Le principe de causalité (aucune interaction

ne peut se propager à une vitesse supérieure à la vitesse de la lumière) implique alors que cette paire doit obligatoirement être dans une configuration localisée dans l'espace, de taille transverse $\Delta r_T \simeq 1/Q$. Remarquons que dans ce référentiel, lorsque Q^2 et donc aussi p est grand, la taille longitudinale de ce système est déjà très réduite du seul fait de la contraction de Lorentz. Il est facile de voir que dans le référentiel du laboratoire, ce processus correspond aussi à la sélection d'une composante quasi-ponctuelle.

Ces arguments sont évidemment aussi valables dans le cas du facteur de forme électromagnétique du nucléon. Nous désignerons par abus de langage cette composante de "ponctuelle" pour bien indiquer qu'il s'agit d'une composante de la fonction d'onde du proton très localisée dans l'espace, et ce d'autant plus que le transfert d'impulsion est grand.

Que devient maintenant cette composante après l'interaction électromagnétique? Pour reprendre notre analogie avec QED, considérons un système de charge globale nulle. Les constituants élémentaires par contre sont chargés, et interagissent entre eux et avec l'extérieur par l'intermédiaire de l'échange de photons (bosons de jauge de la théorie). La section efficace d'interaction est alors du type dipolaire, c'est-à-dire

$$\sigma \simeq l^2, \quad (4.10)$$

où l est la distance caractéristique entre les constituants. Dans le cas qui nous préoccupe ici, nous avons affaire à une autre théorie de jauge, QCD. La configuration que nous considérons est aussi non chargée (au sens de la charge de couleur), et ses constituants, les quarks, interagissent par l'intermédiaire de l'échange de gluons (bosons de jauge de la théorie). La section efficace doit alors aussi se comporter comme (4.10). C'est effectivement ce que l'on trouve dans un calcul simple [44].

Par application du modèle de Glauber que nous avons rappelé rapidement dans la section précédente, le principe de transparence de couleur en découle alors immédiatement: *le noyau devient transparent vis-à-vis du nucléon lorsque celui-ci est éjecté du noyau à grand transfert d'impulsion*. Le noyau est ici utilisé comme un révélateur de ces composantes "ponctuelles".

Au niveau expérimental, cette affirmation se traduit de la manière suivante. A grand transfert d'impulsion, le rapport suivant

$$T = \frac{1}{Z} \frac{\sigma[eA \rightarrow e'p(A-1)]}{\sigma[ep \rightarrow e'p]} \quad (4.11)$$

doit tendre vers un. En effet, dans cette limite, la section efficace d'interaction de notre configuration "ponctuelle" tend vers zéro, et il n'y a donc pas de différence visible entre la diffusion quasi-élastique sur un noyau ou sur le nucléon, à une normalisation près. Nous avons supposé ici, pour simplifier, que le photon ne diffusait que sur les protons du noyau. Notez à ce propos que le facteur de forme n'intervient pas explicitement dans ce rapport. Il n'est donc pas nécessaire d'avoir une compréhension approfondie des processus élémentaires au vertex électromagnétique. Quelques prédictions théoriques [31] pour le facteur T sont indiquées sur la figure 18. Le rôle du noyau en tant que "révélateur" apparaît très clairement sur cette figure lorsque l'on compare les corrections au modèle de Glauber pour deux noyaux $A=12$ et $A=200$.

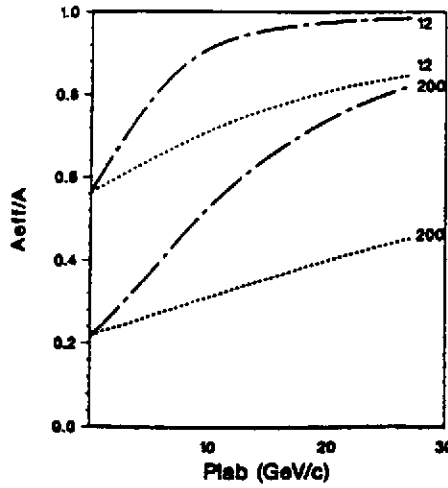


Figure 18: Prédictions théoriques pour la transparence de couleur pour différents noyaux, en fonction du moment du nucléon éjecté, c'est-à-dire aussi de Q^2 d'après (4.9) [31]. Les prédictions du modèle de Glauber standard correspondent à la valeur $p_{lab} = 0$. Les courbes en trait pointillé et trait mixte correspondent à deux paramétrisations différentes de l'évolution dans le temps des configurations "ponctuelles", selon une expression similaire à (3.23).

L'argumentation générale présentée ci-dessus suppose en fait que le proton reste suffisamment longtemps dans cette configuration ponctuelle. Nous voyons apparaître ici la notion d'échelle de temps, ou temps de formation, dont nous avons déjà parlé au chapitre précédent à propos de la formation du J/ψ , et que nous avons calculé en (4.8). Cette estimation du temps de formation nous permet d'avoir une première indication des transferts d'impulsion nécessaires pour mettre en évidence l'effet de transparence de couleur. La condition $\tau_f > \tau_A$ se traduit simplement par

$$\nu > \frac{M_R^2 - M_N^2}{2} \tau_A, \quad (4.12)$$

soit, avec la relation (4.9)

$$Q^2 > (M_R^2 - M_N^2) \cdot \tau_A \cdot M_N \simeq 6.5 A^{1/3} (GeV/c)^2. \quad (4.13)$$

La contrainte (4.9) de diffusion quasi-élastique, même étendue pour tenir compte du mouvement de Fermi du nucléon dans le noyau, peut paraître gênante dans la mesure où il n'est pas possible de varier séparément les conditions initiales, c'est-à-dire en fait la "taille" de notre configuration "ponctuelle" (par Q^2), et l'échelle d'évolution ultérieure de cette composante (par ν). Cette dernière échelle est essentielle pour pouvoir mettre en évidence la taille de cette composante en la faisant propager dans le milieu nucléaire. Dans la mesure où la condition (4.13) est suffisante pour sélectionner une composante suffisamment ponctuelle, cela ne devrait cependant pas être trop gênant, d'autant plus que l'utilisation de noyaux de taille différente permet de palier dans une certaine mesure à cette contrainte (voir figure 18). Comme nous l'avons vu au chapitre précédent il est possible de s'affranchir de cette contrainte dans le cas de l'électroproduction de J/ψ dans la mesure où ν et Q^2 ne sont alors pas liés cinématiquement.

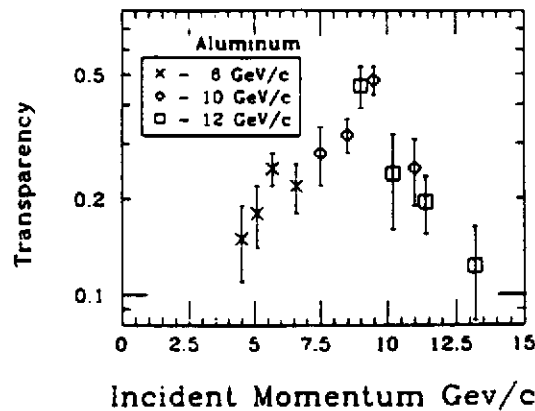


Figure 19: Diffusion proton-noyau à haute énergie, d'après la référence [36].

Notons enfin que si la sélection de cette composante n'est pas suffisamment efficace au niveau du vertex électromagnétique, du fait d'un transfert d'impulsion trop faible, un deuxième mécanisme est là pour la renforcer. En effet, la section efficace d'interaction est très grande, et le noyau constitue un véritable *filtre* des composantes "ponctuelles" lorsque le nucléon se propage à grande impulsion dans le noyau, les autres conduisant à l'émission de pions par exemple.

4.2.2 Comment utiliser la transparence de couleur?

Revenons tout d'abord sur la première expérience mettant en évidence le principe de transparence de couleur [36]. Il s'agit de la diffusion quasi-élastique proton-noyau à haute énergie, effectuée à Brookhaven. Les données expérimentales sont indiquées sur la figure 19. Alors que sur la première partie de la figure, le comportement typique prévu par la transparence de couleur est effectivement visible, ce comportement s'inverse contre toute attente à plus haute énergie. Plusieurs interprétations ont été proposées pour ce comportement pour le moins curieux. Une de celle-ci est intéressante de plusieurs points de vue [45].

Reprenons pour cela le mécanisme élémentaire de diffusion proton-proton à haute énergie. Il existe bien sûr une composante "dure" analogue à celle indiquée sur la figure 15. Celle-ci fait intervenir aussi une composante "ponctuelle" de la fonction d'onde du proton. Malheureusement, et cela est inévitable lorsque l'on utilise une sonde hadronique, d'autres processus faisant intervenir directement la structure interne du projectile sont de même importance. Dans le cas présent, il s'agit de la contribution indiquée sur la figure 20 (diffusion multiple de Landshoff). Cette contribution n'entraîne aucune contrainte au niveau de la taille de la configuration du proton au moment de l'interaction!

La diffusion élémentaire proton-proton fait donc intervenir ces deux processus de façon cohérente, avec une certaine phase relative. Que se passe-t-il donc maintenant dans un noyau? La première composante "dure" va pouvoir traverser le noyau sans dommage. Par contre, la composante de Landshoff ne peut survivre du fait du rôle de filtrage que peut et doit jouer le noyau: sa section efficace d'interaction est trop grande, et donc la contribution de diffusion élastique est supprimée. Seule subsiste dans le noyau la composante de diffusion "dure", sans possibilité d'interférence avec la composante de

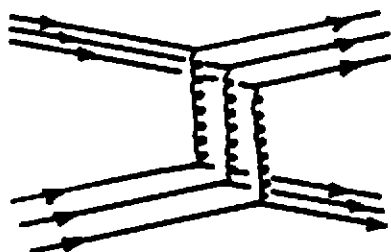


Figure 20: Processus de Landshoff en diffusion proton-proton.

Landshoff. Les données expérimentales sont compatibles avec ce scénario dans la mesure où ce qui est vu n'est rien d'autre que le phénomène d'interférence présent dans la diffusion élémentaire proton-proton [45], et absent en proton-noyau!

Nous n'irons pas plus loin dans la discussion de ces données qui soulèvent à l'heure actuelle pas mal de débats très animés. Nous retiendrons simplement que, d'une part, il est essentiel de pouvoir définir le mieux possible le processus élémentaire, et donc utiliser la diffusion d'électrons, et que, d'autre part, le noyau peut effectivement jouer le rôle de filtre des composantes "ponctuelles" de la fonction d'onde du proton (d'un hadron de manière plus générale).

Revenons maintenant sur la signification exacte de la notion de transparence de couleur, et sur son utilité. La composante "ponctuelle" de la fonction d'onde hadronique que nous avons sélectionnée au vertex électromagnétique n'est bien sûr pas un état stationnaire. Le nucléon physique, que l'expérimentateur détecte dans son appareillage en est par définition un. De ce point de vue, il est trompeur de parler de "mini-hadron"! Cette composante particulière de la fonction d'onde peut s'exprimer par contre comme une superposition d'états hadroniques, de résonances du nucléon pour le processus qui nous intéresse dans ce chapitre. C'est ainsi que nous avons pu estimer le temps de formation τ_f indiqué en (4.8).

Le caractère ponctuel de cette composante se traduit, dans une base d'états hadroniques, par une superposition cohérente d'un très grand nombre de résonances, avec des poids bien déterminés. Plus la configuration sera de taille réduite, plus le nombre de résonances mélangées au nucléon sera grand. L'évolution ultérieure de ces configurations est gouvernée par le modèle de Glauber, en tenant compte évidemment de la rediffusion de chaque résonance particulière, et de la possibilité de "régénération" indiquée sur la figure 16.b. Cette approche a déjà donné lieu à une grande littérature [46, 33]. La notion de transparence de couleur se traduit dans ce langage par la cohérence au niveau de la diffusion dans le noyau de toutes ces résonances. D'après ce que l'on a dit dans la section (4.1.3) cela correspond à un temps de formation très grand devant le rayon du noyau.

Ce langage, s'il nous permet de fixer de manière relativement réaliste les échelles de temps mis en jeu dans ce processus, ne nous permet cependant pas d'accéder de façon directe à la dynamique propre des degrés de liberté élémentaires à cette échelle. Pour

reprendre l'argumentation générale présentée dans le chapitre 2, les degrés de liberté physiques à cette échelle sont les quarks et les gluons, et l'étude de leur dynamique peut seule nous renseigner utilement sur la théorie sous jacente, en l'occurrence ici QCD. La représentation en terme d'états hadroniques est certainement adéquate lorsque le mélange n'est pas très grand. C'est précisément le langage utilisé dans le modèle de référence de la structure microscopique des noyaux. Il est certainement beaucoup moins efficace au niveau de la dynamique interne du nucléon. D'un point de vue pratique, cela se traduit par une sensibilité démesurée au poids relatif de chaque résonance dans la configuration "ponctuelle" envisagée, ce qui interdit pratiquement toute prédiction théorique.

Reprenons donc la description microscopique de la fonction d'onde du nucléon. Elle se décompose schématiquement de la manière suivante, dans un référentiel approprié

$$|N\rangle = Z_0|qqq\rangle + Z_1|qqq\ q\bar{q}\rangle + \dots \quad (4.14)$$

On retrouve sur cette décomposition la configuration de valence (premier terme), et la première contribution de la mer (second terme) [9]. Il n'est évidemment pas question ici de décrire toute la décomposition de la fonction d'onde, cela reviendrait en fait à résoudre QCD dans toute sa complexité!

Par contre, et c'est là tout l'intérêt de la notion de transparence de couleur, la composante "ponctuelle" dont nous avons parlé précédemment ne peut provenir que d'un terme bien particulier de cette décomposition. Etant par définition à courte distance, elle ne peut faire intervenir de vertex quark-gluons superflus dans la mesure où chaque vertex est ici pénalisé par un facteur α , qui tend vers zéro à petite distance. La seule composante de (4.14) vérifiant cette condition est la composante de valence: *nous avons sélectionné par ce mécanisme la composante la plus simple de la fonction d'onde du nucléon*. Pour revenir sur l'argumentation de la section 2.2, nous nous sommes placés, expérimentalement, dans l'approximation "quenched" des calculs de QCD sur réseaux!

Tout le programme de physique que l'on va pouvoir bâtir autour de cette idée nous permet ainsi non seulement d'accéder à cette composante particulière, mais aussi d'étudier comment celle-ci "s'habille" au cours du temps pour former la fonction d'onde asymptotique du nucléon dans toute sa complexité. *Nous sommes ici au cœur de la dynamique des quarks et gluons!*

4.3 Le programme expérimental

4.3.1 Variables importantes

En nous restreignant dans un premier temps à la réaction typique $(e,e'p)$, les différentes variables cinématiques que nous avons à notre disposition sont les suivantes.

i) *Le transfert d'impulsion Q^2* . L'évolution en fonction de Q^2 du rapport T nous permet de tester la notion de transparence de couleur, ainsi que cela est indiqué sur la figure 18. Comme nous l'avons vu dans l'équation (4.13), le transfert d'impulsion doit être compris entre 5 et 20 $(GeV/c)^2$, la limite supérieure ne dépendant en fait que de la luminosité utilisable de l'accélérateur (voir le cours de P. Vernin). Ce transfert

doit être suffisamment grand devant les échelles d'impulsion caractéristiques d'un noyau. En particulier certains effets pervers comme les corrélations à courte portée entre deux nucléons doivent être évités. Dans ce cas par exemple, le fait que deux nucléons ne puissent se rapprocher l'un de l'autre à des distances inférieures à 1 fm environ se traduit expérimentalement aussi par une augmentation du rapport T dans la mesure où lorsque un nucléon est éjecté du noyau, il ne rencontre aucune matière sur le premier fermi parcouru! En appliquant la formule (4.13) pour $r_A \simeq 1 \text{ fm}$, on obtient une échelle de transfert d'impulsion caractéristique de tels effets d'environ $Q^2 \simeq 5(\text{GeV}/c)^2$. Cette estimation est d'ailleurs confirmée par un calcul plus réaliste [47].

ii) *Le choix du noyau, comme moyen de varier la taille de notre "chambre à bulle"!* En faisant varier A , à Q^2 fixé, nous avons accès à l'évolution dans le temps de la section efficace d'interaction de la composante "ponctuelle" de la fonction d'onde du nucléon. Nous avons déjà indiqué dans la section 3.3 une paramétrisation simple de cette évolution, et la figure 18 montre la sensibilité du rapport T au choix du noyau.

iii) *Le moment et l'énergie manquante p_m et E_m (voir figure 1).* Il est théoriquement possible de vérifier la forme de la fonction spectrale, et ainsi de la comparer aux données expérimentales à plus bas transfert d'impulsion. Cela ne peut se faire évidemment que si la résolution en impulsion est suffisamment grande. Ce test est cependant nécessaire, même si la résolution ne permet pas de séparer toutes les couches, pour vérifier nos hypothèses quant à la configuration du nucléon dans l'état initial.

iv) *Le choix de l'état de polarisation du photon.* Pour une meilleure compréhension du processus électromagnétique, il est souvent nécessaire de séparer la partie transverse et longitudinale de la section efficace [12, 21, 26]. Le rapport T peut ainsi être étudié pour chaque contribution séparément (partie électrique et magnétique). Cela constitue un test supplémentaire de la bonne sélection au vertex électromagnétique d'une composante "ponctuelle" [48].

v) *Diffusion quasi-élastique sur un proton et un neutron.* Dans la mesure où les facteurs de forme élastiques du proton et du neutron sont très similaires à haut transfert, il est sans doute judicieux d'étudier le rapport des sections efficaces quasi-élastiques sur un neutron, par rapport à celle sur un proton, pour un noyau donné. Dans ce cas la fonction spectrale se factorise en première approximation pour un noyau symétrique. Dans les conditions de transparence de couleur, il est alors possible de tester directement si le facteur de forme électromagnétique (plutôt ici le rapport neutron/proton) est modifié dans le milieu nucléaire, en faisant varier la densité du noyau.

4.3.2 Le rôle de la résolution

Nous allons finir la présentation de ce processus particulièrement riche en mettant en évidence le rôle essentiel que doit jouer la résolution dans la mise en évidence de la notion de transparence de couleur. La première contrainte est évidemment de s'assurer que le processus est effectivement quasi-élastique. Il ne doit pas y avoir d'émission de pions dans l'état final par exemple. Cela implique donc une résolution minimale en énergie de l'ordre de $\Delta E \simeq m_\pi/2$, ce qui correspond à une résolution relative de $5 \cdot 10^{-3}$ à 15 GeV . Les données récentes de SLAC [37] montrent en fait qu'il convient sans doute d'aller au delà de

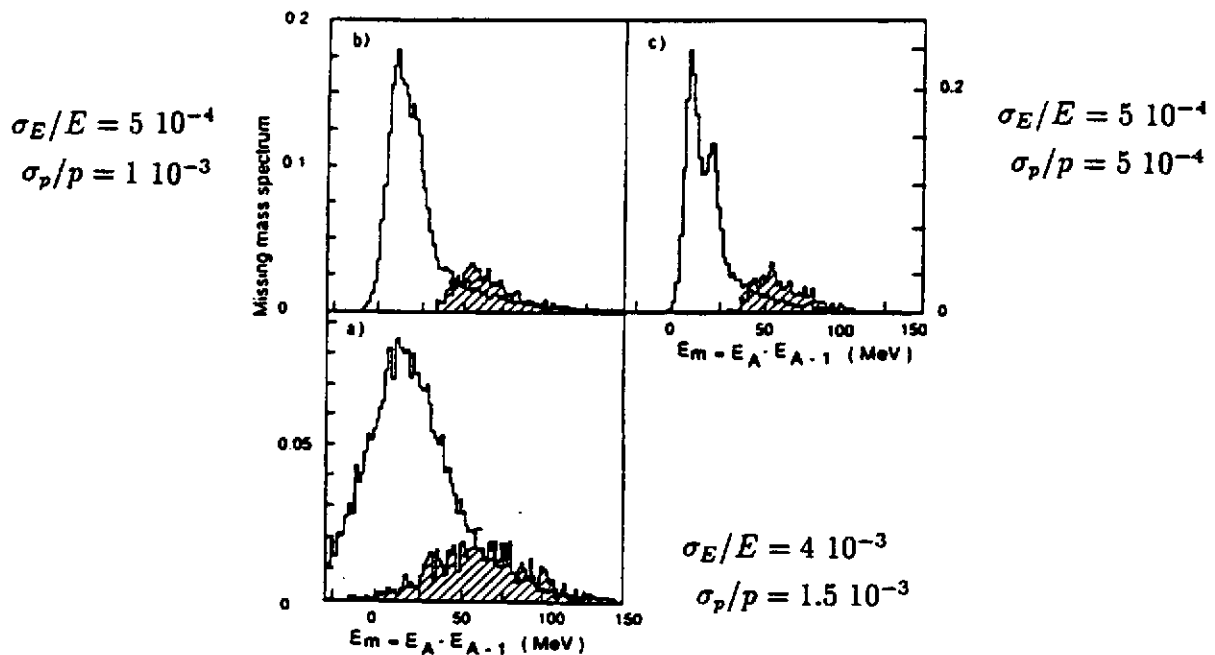


Figure 21: Importance de la résolution pour séparer les processus d'éjection directe d'un nucléon, sans rediffusion, des processus de rediffusion élastique (en hachuré) [49]. La fonction représentée sur cette figure est proportionnelle à la section efficace quasi-élastique (4.1) (fonction spectrale "expérimentale"), en fonction de l'énergie manquante E_m définie sur la figure 14.

cette résolution théorique. Dans les conditions de cette expérience, le transfert d'impulsion est relativement faible $Q^2 \simeq 7(\text{GeV}/c)^2$, et aucun effet de transparence couleur n'a pu être mis en évidence.

La contribution à la section efficace quasi-élastique peut provenir à priori de deux mécanismes. Soit le nucléon est éjecté directement du noyau sans rediffusion, soit il rediffuse élastiquement sur un des nucléons. Alors que la première contribution, par définition, ne subit pas d'atténuation de type transparence de couleur, la seconde doit disparaître à grand transfert. A $Q^2 = 7(\text{GeV}/c)^2$, elle représente environ 25 % de la contribution directe. Afin de mieux mettre en évidence le phénomène de transparence de couleur lorsque le transfert n'est pas suffisamment grand, il conviendrait sans doute de regarder la dépendance en Q^2 de chaque contribution.

Dans les conditions de résolution que l'on prévoit tant au niveau de la machine que des spectromètres (voir le cours de P. Vernin), cela est en fait possible. Nous avons indiqué sur la figure 21 le spectre en énergie manquante (la fonction spectrale "expérimentale" en quelque sorte, intégrée sur l'impulsion du nucléon), pour plusieurs résolutions typiques en énergie pour le faisceau, et en impulsion pour les spectromètres [49]. Cette figure correspond à la diffusion quasi-élastique sur le ^{40}Ca à $Q^2 = 7(\text{GeV}/c)^2$. Dans les conditions de résolution du SLAC (a), il n'est pas possible de séparer l'éjection directe d'un nucléon du terme de rediffusion élastique dans le milieu (ici une seule rediffusion a été considérée), indiquée en grisé sur cette figure. Les deux autres figures indiquent comment une meilleure

résolution, à la fois sur l'énergie du faisceau mais aussi sur l'impulsion mesurée du nucléon permet de séparer ces deux processus.

Le cas extrême (c), toujours compatible avec le cahier des charges de l'accélérateur et des spectromètres, permet même de séparer les couches majeures dans ce noyau, et d'étudier ces processus lorsque le nucléon éjecté est dans une onde s ou une onde p, avec les conséquences que cela peut avoir sur la trajectoire du nucléon dans le noyau!

4.4 Conclusions

Nous voudrions insister, en conclusions, sur les points les plus importants que nous avons détaillés dans ce chapitre. La notion de transparence de couleur, et le programme de physique que l'on peut bâtir autour de cette idée, est au centre des préoccupations de ce projet, comme nous les avons présentées dans le chapitre 2. Elles justifient pleinement le titre de ce cours. Plusieurs indications permettent déjà de penser que le noyau peut jouer un rôle important, essentiel même, dans l'étude de la dynamique des quarks et gluons.

Il peut d'abord jouer un rôle de *révélateur* de l'évolution dans le temps de configurations "ponctuelles" de la fonction d'onde hadronique. C'est à notre avis la seule manière de pouvoir accéder au cœur même de la fonction d'onde hadronique. Il peut aussi jouer un rôle de *filtre* de ces mêmes composantes, comme cela semble être le cas pour la diffusion exclusive proton-noyau.

Il existe à l'heure actuelle plusieurs écoles pour interpréter la notion de transparence de couleur. Cela montre en fait toute la richesse de cette nouvelle approche. D'autres verront sans nul doute le jour dans les années à venir, toutes plus précises et plus proches de QCD les unes que les autres. Nous ne pouvons à ce propos que rappeler le rôle essentiel qu'ont joué les premières expériences du CERN sur la recherche du plasma de quarks et de gluons pour motiver toute une communauté, et la décider à se doter d'une machine dédiée.

Tous les moyens doivent être utilisés pour permettre d'en tirer toutes les conséquences. Nous avons mentionné le rôle du transfert de quadri-impulsion Q^2 , de l'énergie ν et de la taille du noyau en faisant varier A . Dans le chapitre précédent, nous avons aussi vu comment la transparence de couleur devait être utilisée pour comprendre la formation de mésons vecteurs. Une nouvelle variable est alors apparu sous la forme de la saveur (électroproduction de quarks étranges ou charmés). Enfin, il est aussi indispensable de produire d'autre états que le nucléon. Nous avons vu, à propos du modèle de Glauber, le rôle particulier que pouvaient jouer les résonances du nucléon. Les réactions $(e, e'N^*)$, où N^* est par exemple la résonance Δ ou la résonance de Roper, sont ainsi indissociables de $(e, e'N)$. Enfin, un moyen original de dissocier, en diffusion quasi-élastique $(e, e'N)$, la cinématique au niveau du vertex électromagnétique (Q^2), de celle de la propagation de la configuration hadronique dans l'état final (par ν) est d'étudier la diffusion Compton virtuelle dans un noyau, en faisant varier l'énergie emportée par le photon réel dans l'état final.

Tous ces exemples montrent combien la notion de transparence de couleur est riche d'applications diverses. Nous laissons au lecteur la joie d'en découvrir d'autres!

5 Propagation d'un quark dans le milieu nucléaire

Nous arrivons enfin à la dernière partie du tryptique qui constitue, de notre avis, l'ossature générale de ce projet. Il s'agit certainement ici de la partie la plus délicate dans la mesure où elle concerne directement les propriétés à longue portées de QCD: comment un quark, lorsqu'il est éjecté d'un nucléon, neutralise-t-il sa couleur pour former plusieurs hadrons dans l'état final. Nous en sommes encore ici à rechercher les observables qui nous permettront de mieux définir les paramètres physiques gouvernant ce processus.

L'élément central qui va nous permettre d'avancer dans notre compréhension de ces mécanismes est, encore une fois, le noyau. La description du processus d'hadronisation en termes de fonctions de fragmentation est déjà bien connu dans le vide, et nous ne nous y attarderons pas trop. Par contre, l'information physique essentielle sur la dynamique même de ce processus est toujours mystérieuse dans la mesure où l'on a pas encore accès aux bonnes échelles de temps (ou de longueur): l'évolution spatio-temporelle de la formation d'un hadron est inconnue, faute d'un milieu pour détecter cette évolution! Comme vous pouvez vous en douter, nous proposerons dans ce chapitre d'utiliser le noyau pour accéder à cette dynamique! *Le noyau va jouer ici le rôle de détecteur!*

Il existe dès maintenant plusieurs données expérimentales qui nous permettent de penser que ce scénario est réaliste. Nous y reviendrons dans le cours de ce chapitre. Malheureusement, les données sont encore parcellaires (très peu de sections efficaces différentielles), et ne correspondent pas toujours au bon domaine cinématique. La nature de l'état intermédiaire, si il y en a un, les échelles de temps caractéristiques du processus, et les bons degrés de liberté sont encore largement inconnus. Tous ces éléments forment la base de toute étude phénoménologique indispensable avant de pouvoir espérer comprendre directement ces processus dans le cadre de QCD.

5.1 Rappels

5.1.1 Qu'est ce qu'un tube de flux?

Comme d'habitude, nous allons commencer nos rappels par une analogie avec QED. Considérons une paire de charge $q^+ q^-$ située à une distance d l'une de l'autre. Les lignes de champs électrique ont alors la configuration indiquée sur la figure 22.a. Le potentiel est en $1/r$ et la plupart des lignes de champs issues des charges positive et négative se rejoignent à l'infini. Que se passe-t-il maintenant pour une paire de quark et antiquark, de charge de couleur globale nulle? Les lignes de champs (chromo)électriques sont indiquées sur la figure 22.b.

Contrairement à ce qui se passe pour QED, les lignes de champs ne vont pas à l'infini, elles sont "confinées" dans une région finie de l'espace de dimension $R_c \simeq 1/\Lambda_{QCD}$. Lorsque la distance entre la paire de quark-antiquark est de l'ordre de grandeur, ou plus petite, que R_c , on supposera en première approximation que cette région est sphérique: c'est une sorte de "sac". Ce modèle permet de retrouver le spectre hadronique avec une précision tout à fait étonnante.

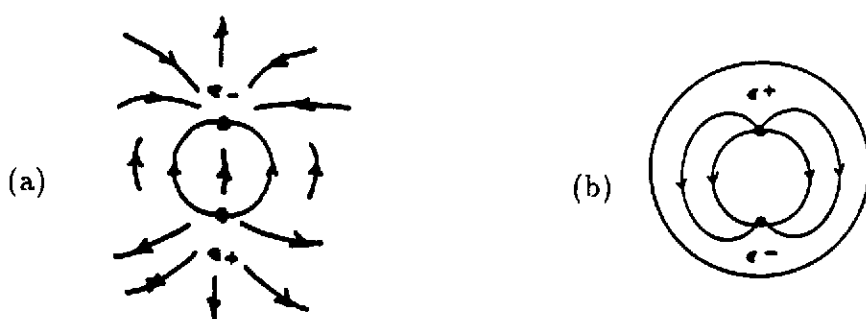


Figure 22: Lignes de champs autour de sources chargées proches l'une de l'autre, dans le cas de QED avec des charges électriques + et - (a), et dans QCD avec deux charges de couleur opposées (système de quark-antiquark ici)(b).

Lorsque maintenant l'on écarte, par un moyen ou par un autre, le quark de l'antiquark, avec $d \gg R_C$, la configuration des lignes de champs est plutôt celle indiquée sur la figure 23. On parle dans ce cas de tube de flux. Les lignes de champs étant toujours confinées, l'extension transversale du tube de flux est de l'ordre de R_C . Si l'on suppose maintenant que cette distance est constante, ce qui est raisonnable si d est suffisamment grand, alors la densité d'énergie emmagasinée dans ce tube est constante. On peut aussi parler dans ce cas de "corde" [50]. On en déduit immédiatement le potentiel d'interaction entre quark et antiquark à grande distance

$$E(d) \propto \kappa d \quad (5.1)$$

Le coefficient κ est la tension de la corde, de l'ordre de $1 \text{ GeV}/\text{fm}$.

La configuration indiquée sur la figure 23 est en fait très semblable à la configuration de lignes de champs électrique dans un condensateur, lorsque la dimension des plaques est très grande devant leur espacement (pas de champs de fuite). On se placera souvent, par simplification, dans cette configuration. Dans ce cas, le mécanisme de Schwinger [51] de création de paire électron-positron dans le champs électrique d'un condensateur permet d'estimer la probabilité de production d'une paire $q\bar{q}$ par unité de longueur

$$\tau = \exp[-\pi m_q^2/\kappa] , \quad (5.2)$$

où m_q est la masse du quark q . Il est très facile de créer des quarks légers par ce mécanisme, par contre le taux de production de quarks lourds est fortement supprimé. Le taux de production d'une paire $u\bar{u}$ par rapport à $s\bar{s}$ et $c\bar{c}$ est dans le rapport $1:0.3:10^{-11}$.

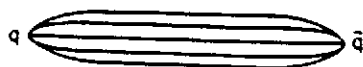


Figure 23: Schématisation d'un tube de flux à une dimension pour un système de quark et antiquark situés à une distance d grande devant la taille transverse du système.

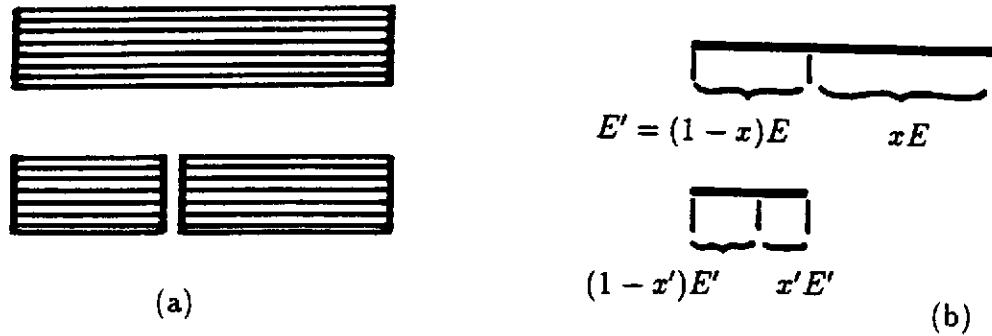


Figure 24: Mécanisme de Schwinger de création de paire d'électron-positron (quark-antiquark) dans un champs électrique (chromoélectrique) (a). La schématisation de ce processus en terme de fonction de distribution est indiqué en (b).

5.1.2 Fonctions de fragmentation

Cette analogie entre la création d'une paire électron-positron dans le champs électrique d'un condensateur, et la création d'une paire quark-antiquark dans un tube de flux permet de schématiser comment un tube de flux va se briser, et comment plusieurs hadrons peuvent se former dans l'état final. Nous avons représenté ce mécanisme sur la figure 24.

Il est alors très facile de formaliser ce processus en terme de probabilité que la corde se coupe en un certain point. Si E est l'énergie emmagasinée dans une corde de longueur L , soit $f(x)$ la probabilité que cette corde se casse pour former un hadron d'énergie xE (sans se soucier pour l'instant de la saveur). Dans la limite où l'énergie E est très grande (devant une échelle qu'il reste à déterminer, de l'ordre sans doute de Λ_{QCD}), alors $f(x)$ ne dépend que de x , et du type de quark qui est produit (saveur). Ce processus de cassure va évidemment se répéter autant de fois que nécessaire pour aboutir à des systèmes dont l'énergie est de l'ordre de grandeur des masses hadroniques. L'un des morceaux, d'énergie xE , va donc se casser en deux morceaux, d'énergie $xx'E$ et $x(1-x')E$, et ainsi de suite. Il est facile de voir que ce processus d'itération conduit à l'équation intégrale suivante

$$D(x) = f(x) + \int_0^1 dx' \int_0^1 dx'' \delta(x - x'x'') f(1-x') D(x''), \quad (5.3)$$

soit encore

$$D(x) = f(x) + \int_x^1 \frac{dx'}{x'} f(1-x') D\left(\frac{x}{x'}\right). \quad (5.4)$$

La distribution $f(x)$ est évidemment normalisée à un. La fonction $D(x)$ est la fonction de fragmentation. Lorsque le degrés de liberté de saveur est introduit, la fonction de fragmentation dépend de h et q , $D_h^q(x)$. Elle représente la probabilité $D_h^q(x)dx$ de trouver un hadron h dans un "jet" de quark q avec une fraction de l'énergie du photon comprise entre x et $x+dx$ (plus précisément d'ailleurs la fraction x de la quantité $W = E + p$, nous verrons un peu plus loin pourquoi cette quantité particulière).

Plusieurs choix sont discutés dans la littérature pour les distributions $f(x)$. Leurs paramètres sont bien évidemment déterminés de manière à reproduire les données expérimentales de production de hadrons en collisions e^+e^- [52]. Le choix standard est par

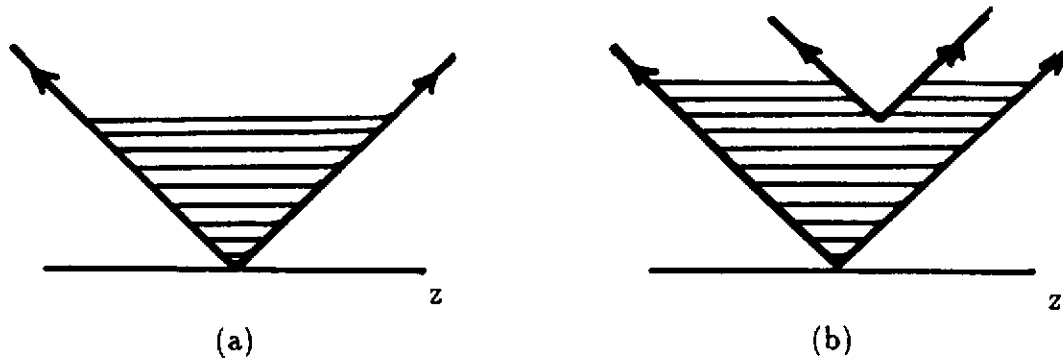


Figure 25: Représentation d'un tube de flux dans le diagramme (t,z) , dans le référentiel du centre de masse de la paire quark-antiquark; (a) état initial, (b) configuration après brisure du tube de flux en un point.

exemple

$$f(x) = (1 + c)(1 - x)^c, \quad (5.5)$$

où c est une constante.

Toute la chaîne de production hadronique, suivant l'équation (5.4), fait alors l'objet d'un traitement par Monte Carlo. Le plus connu est le modèle de Lund [52]. D'autres variantes et alternatives sont maintenant disponibles dans la littérature.

Une fois déterminées les fonctions de fragmentation, il est possible de calculer les taux de production hadronique en diffusion profondément inélastique semi-inclusive $eA \rightarrow e'hX$. En supposant que l'on peut factoriser le processus en deux étapes: éjection d'un quark du nucléon, avec la probabilité $q(x)$, où $q(x)$ est la fonction de distribution d'un quark de moment xp [9], et formation d'un hadron h avec la distribution $D_q^h(x)$, la section efficace différentielle s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{dp_h} = \sum_i e_i^2 q_i(x_i) D_{q_i}^h(x_i). \quad (5.6)$$

La somme sur i correspond à la sommation sur les quarks i du nucléon.

Tous les éléments que nous venons de rappeler forment l'essentiel des données de base nécessaires à la description globale du processus d'hadronisation, une fois défini l'état initial (diffusion profondément inélastique semi-inclusive), et l'état final (la détection de hadrons). L'évolution dans le temps du processus d'hadronisation reste encore pour le moins obscure. Nous allons y venir maintenant.

Dans le modèle des cordes, cette évolution est schématisée dans un diagramme (t,z) , comme cela est fait sur la figure 25.a. La paire de quark-antiquark est ici représentée dans le référentiel de son centre de masse. La propagation des quarks, supposés ici de masse nulle pour simplifier, se fait bien entendu sur la droite $t=z$ (en prenant comme unité la vitesse de la lumière c égale à 1!). Le repère approprié à ce type de processus est alors non pas le plan (t,z) mais plutôt le repère du cône de lumière défini par

$$t^+ = t + z \quad (5.7)$$

$$t^- = t - z \quad (5.8)$$

C'est pourquoi en fait la quantité importante pour décrire le tube de flux n'est pas l'énergie E mais $W=E+p$.

Dans cette représentation, la brisure du tube de flux et la formation d'un hadron est indiquée sur la figure 25.b. Les hachures sur cette figure représentent les lignes de champs électrique entre charges de couleur opposée. Pour des quarks de masse nulle, la paire quark-antiquark est créée localement dans le tube de flux, et se propage à la vitesse de la lumière, ce qui simplifie beaucoup la discussion.

5.2 Propagation d'un quark dans le milieu nucléaire

5.2.1 Degrés de liberté physiques

Nous arrivons ainsi au cœur des questions que l'on doit se poser pour comprendre le processus d'hadronisation. On peut d'ailleurs aussi parler de mécanisme de neutralisation de la couleur, ainsi que nous allons le voir sur le modèle des cordes. Nous avons repris sur la figure 26 le processus de brisure de la corde, et représenté comment un hadron final peut se former. L'origine des temps et des abscisses correspond au moment et à l'endroit où un quark d'un nucléon a été éjecté par le photon. Nous supposons pour simplifier la suite de notre discussion que le photon interagit plutôt avec un des éléments d'un système quark-antiquark (méson), plutôt qu'avec un des quarks du nucléon. Dans le référentiel du centre de masse de la paire quark-antiquark, l'évolution dans le temps du processus est a priori caractérisée par deux échelles de temps (ou de longueur) différentes [53]

- La longueur dite "constituante", l_c , correspondant au temps au bout duquel le premier constituant du hadron final est créé dans le tube de flux. Cela correspond au point P_3 de la figure 26.
- La longueur dite "yo-yo", l_y , correspondant au temps au bout duquel le hadron se forme, ou plus exactement le temps au bout duquel la couleur est neutralisée. Cela correspond au point P_2 de la figure 26.

A partir de ce dernier temps, on peut identifier sur ce diagramme un hadron dans la mesure où les lignes de champs peuvent se refermer indépendamment du quark ou antiquark initial. C'est ce que l'on appelle un "yo-yo" [50]. Ce yo-yo est représenté par des doubles hachures sur la figure 26. La valeur de ces deux longueurs, en fonction de la fraction, x_F , de l'énergie du photon emportée par le hadron que l'on détecte ($x_F = E_h/\nu$) est indiquée sur la figure 27. Pour un hadron peu rapide, x_F est faible, et ces deux longueurs sont pratiquement identiques. Par contre, lorsque l'on regarde un hadron rapide dans l'état final ("leading hadron"), alors la longueur yo-yo l_y tends vers la longueur totale possible de la corde, alors que la longueur constituante l_c tends vers zéro. Cette grande différence de comportement se traduira, au niveau de l'atténuation du taux de production de hadrons dans un noyau, par des comportements très caractéristiques.

Compte-tenu de la valeur de la tension de la corde, $\kappa \simeq 1\text{GeV}/fm$, la longueur maximale d'un tube de flux est de l'ordre de $L = \nu/\kappa \simeq \nu \text{ GeV}^{-1} fm$. Afin de pouvoir accéder à la dynamique même de la création de hadrons dans le tube de flux, il faut donc

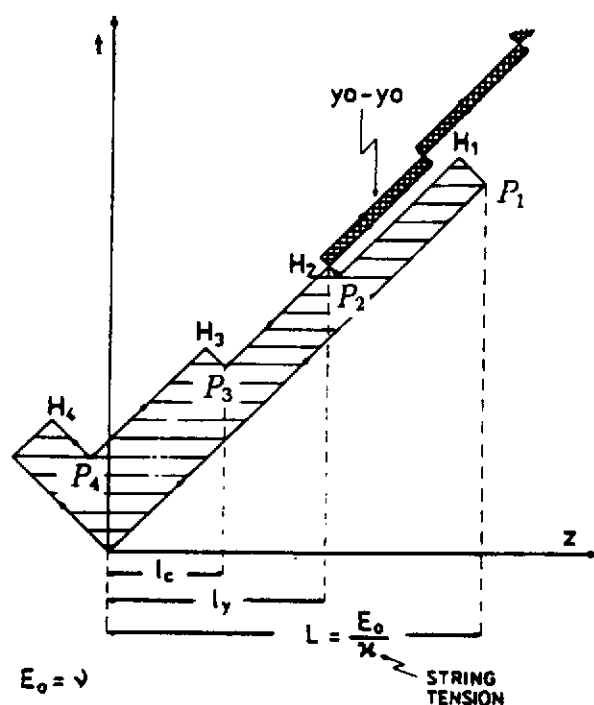


Figure 26: Echelles caractéristiques du processus d'hadronisation dans le modèle des cordes.

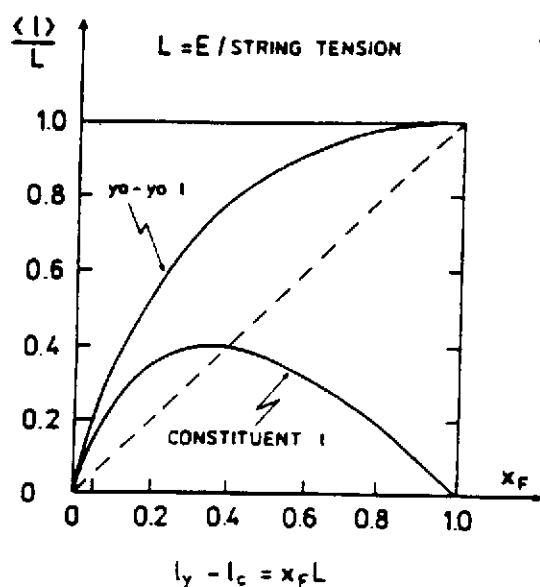


Figure 27: Longueur yo-yo, l_y , et longueur constituante l_c en fonction de la fraction x_F de l'énergie du photon emportée par un hadron particulier dans l'état final. Ces longueurs sont rapportées à la longueur totale L de la corde, avec $L = E/\kappa$ [53].

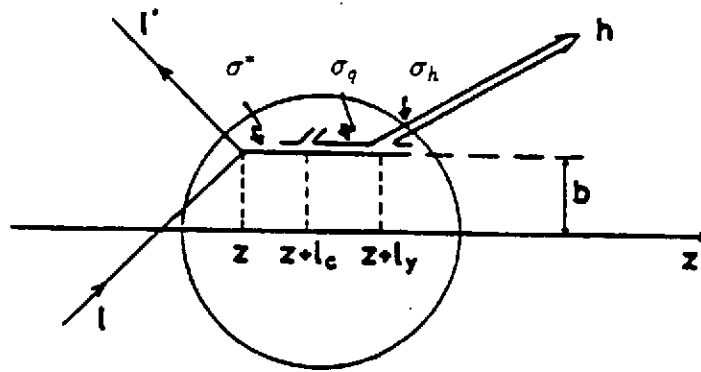


Figure 28: Schématisation de l'évolution, dans un noyau, du processus d'hadronisation. Nous avons indiqué sur ce schéma les longueurs caractéristiques, ainsi que les paramètres ("sections efficaces") permettant de décrire, en première approximation, chaque étape.

un milieu susceptible de mettre en évidence de telles évolutions. Comme on pouvait s'en douter, le noyau est encore ici le seul milieu à cette échelle de quelques fermi! Cela fixe d'ailleurs aussi la gamme d'énergie nécessaire et suffisante pour étudier ces processus: quelques GeV aussi, pour que les temps d'évolution soient compatibles avec le diamètre du noyau. Le processus physique, tel qu'il se déroule dans un noyau, a été schématisé sur la figure 28.

5.2.2 Signature expérimentale

La quantité expérimentale qui va nous permettre de comprendre un peu mieux ce processus est le rapport R_A , donné par

$$R_A(x_F, \nu, Q^2) = \frac{dN_A(x_F, \nu, Q^2)}{dN_1(x_F, \nu, Q^2)}, \quad (5.9)$$

ou dN_A est le nombre de hadrons de moment x_F produit dans un noyau A. Le rapport R_A traduit l'atténuation de la production de hadron dans le noyau, par rapport à l'hydrogène, ou plus couramment d'ailleurs par rapport au deuton. Par définition $R_A = 1$ si aucun des éléments produits n'interagit dans le milieu nucléaire.

Ces interactions sont précisément le moyen d'accéder à la dynamique du processus d'hadronisation. Par analogie avec la description traditionnelle de la propagation de hadrons dans le milieu nucléaire, nous avons paramétrisé ces interactions par des "sections efficaces" σ^* , σ_q et σ_h sur la figure 28. Ce ne sont évidemment pas à proprement parler des sections efficaces, au sens de Glauber, dans la mesure où elles ne correspondent pas à l'interaction d'états asymptotiques. Ce sont par contre des paramètres physiques qu'il est essentiel de connaître pour aller de l'avant dans la compréhension microscopique de ces processus.

En fonction de ces paramètres, le rapport R_A s'écrit alors simplement

$$R_A = \int d^2b \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(z, b) \int_z^{\infty} dz' D_c(x_F, z' - z) W_0(z, z'). \quad (5.10)$$

Dans cette équation, D_c représente la probabilité de créer un hadron en un point $z' = z + l$, z étant le point d'interaction avec le photon. Cette quantité se calcule dans le modèle des

cordes [53]. La quantité W_0 représente quant à elle la probabilité pour que les différents éléments indiqués sur la figure 28 n'interagissent pas, c'est-à-dire, avec les paramètres indiqués sur cette figure

$$W_0(z, z') = \exp \left(-\sigma^* \int_z^{z_c} dz'' \rho_A(b, z'') - \sigma_q \int_{z_c}^{z_h} dz'' \rho_A(b, z'') - \sigma_h \int_{z_h}^{\infty} dz'' \rho_A(b, z'') \right). \quad (5.11)$$

avec des notations évidentes. Dans cette équation, $\rho(b, z)$ représente la densité en un point du noyau caractérisé par le paramètre d'impact b et la distance z par rapport au point d'interaction avec le photon. C'est à ce niveau qu'intervient les différentes hypothèses sur les longueurs caractéristiques, yo-yo ou constituante.

Les données expérimentales actuellement disponibles sont indiquées sur la figure 29. Il s'agit d'une part de données à haute énergie de EMC (ν entre 30 et 200 GeV), et d'autre part un point de SLAC à 10 GeV. Regardons maintenant d'un peu plus près les différentes hypothèses envisageables.

La première, naïve, consiste à supposer que le hadron est effectivement formé au bout du temps (ou de la longueur) l_y . Ce sera la seule échelle caractéristique. On supposera d'abord qu'il n'interagit pas avant ($\sigma^* = \sigma_q = 0$). Il interagit ensuite avec une section efficace hadronique typique de $\sigma_h = 20mb$. Cette prédiction correspond à la courbe en trait pointillé, notée (yo-yo length, $\sigma_q = 0$) sur la figure 29.a. Il est clair que nos hypothèses sont vraiment trop naïves! On peut alors essayer de jouer sur les paramètres du modèle, à savoir la section efficace d'interaction σ^* (qui est ici égale à σ_q puisque le temps l_c n'intervient pas). Nous avons représenté sur cette même figure deux prédictions avec $\sigma_q = 0.75mb$, et le cas extrême où $\sigma_q = \sigma_h = 20mb$. Ce dernier cas est évidemment à rejeter puisqu'il conduit à une atténuation constante avec l'énergie. Le fait de considérer une légère interaction avant la création du hadron permet de reproduire les données de EMC à haute énergie. Par contre la région de basse énergie où $\nu = 5 - 30$ GeV ne peut être décrite dans ce modèle simple. Nous voyons ici apparaître clairement le rôle important de la région cinématique pour pouvoir comprendre plus en profondeur le processus d'hadronisation.

Il faut donc aller au delà de notre première hypothèse, et admettre que le processus peut se développer en deux temps, les deux temps que nous avons déjà introduits l_c et l_y (voir figures 26 et 27). Dans ce cas, les sections efficaces σ_q et σ^* ne sont plus égales. Un premier choix, indiqué par la courbe en trait plein sur la figure 29.a, correspond à $\sigma^* = 0.75mb$ et $\sigma_q = \sigma_h = 20mb$. Cette prédiction traduit qualitativement le processus d'hadronisation dans tout le domaine d'énergie, de 10 à 200 GeV. D'un point de vue plus quantitatif, elle surestime légèrement la donnée de SLAC à basse énergie. Les points à haute énergie sont bien reproduits dès que l'on prend $\sigma^* = 0.75mb$, comme cela était déjà le cas pour notre première hypothèse. La région de basse énergie est encore ici la plus adaptée pour comprendre ce processus.

Enfin nous reprenons sur la figure 29.b notre dernière prédiction, en la comparant à un modèle différent du modèle des cordes. Il s'agit du modèle de "Bremstrahlung" (de gluons évidemment), par analogie au mécanisme de perte d'énergie dû au rayonnement de Bremstrahlung dans QED [58, 53]. Ce modèle ne fait intervenir qu'une seule échelle aussi, le temps au bout duquel une configuration colorée est formée, que nous dénoterons

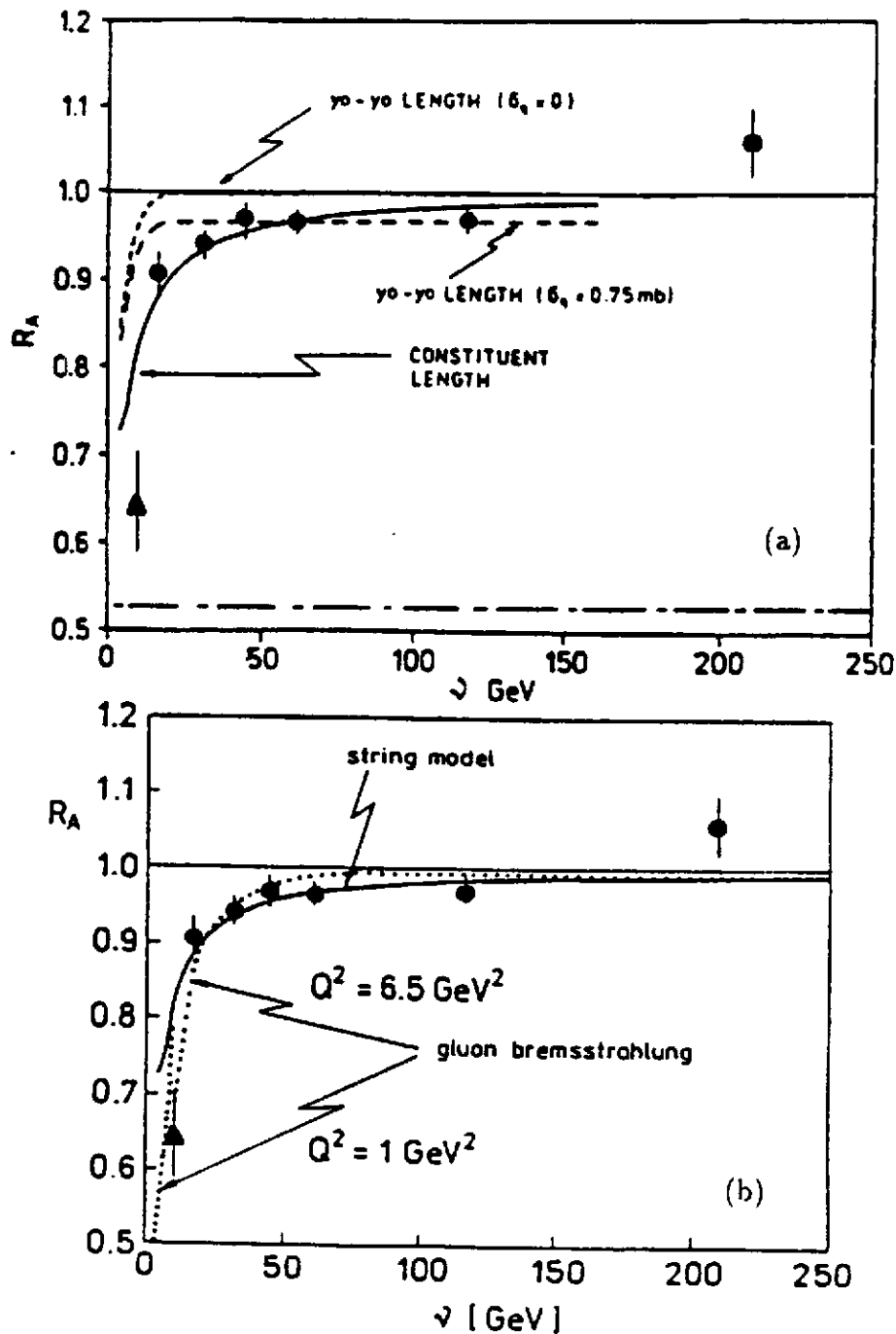


Figure 29: Atténuation du taux de production de hadrons dans un noyau de cuivre par rapport au deuton en fonction de l'énergie du photon. Les données sont de SLAC et EMC [54]. (a) Différentes prédictions dans le modèle de corde (voir texte)[53], (b) Prédictions dans le modèle de Bremsstrahlung [58], selon la valeur de Q^2 , comparée à la meilleure prédiction du modèle des cordes, d'après [55].

par l_f . Il est donc un peu l'analogie du temps yo-yo du modèle des cordes, avec la grande différence qu'il doit tendre vers zéro lorsque x_h est proche de un, c'est-à-dire qu'il se comporte dans cette limite plutôt comme le temps l_c (voir figure 27). Plus précisément

$$l_f \leq \frac{\nu}{\tilde{\kappa}}(1 - x_h) . \quad (5.12)$$

Dans cette équation, $\tilde{\kappa}$ représente la densité d'énergie par unité de longueur. Elle se compose de deux termes ici: l'un est bien sûr équivalent à la tension de la corde κ introduite au début de ce chapitre, l'autre, notée κ_{eff} , est une contribution dynamique provenant précisément du rayonnement de Bremsstrahlung, avec

$$\kappa_{eff} = \frac{2\alpha_s(Q^2)}{3\pi} Q^2 . \quad (5.13)$$

La densité d'énergie $\tilde{\kappa}$ peut donc devenir relativement grande lorsque le transfert augmente. Les prédictions de ce modèle quant à l'atténuation du taux de production de hadrons sont indiquées sur la figure 29, pour deux valeurs de Q^2 . Le domaine d'énergie 5-30 GeV est aussi le plus approprié pour tester ce modèle.

5.3 Perspectives

Les premières données que nous avons indiquées sur la figure 29, et les différents éléments que nous avons introduits dans les sections précédentes nous permettent de bâtir sans grande difficulté tout un programme de physique pour répondre aux premières questions sur le déroulement du processus d'hadronisation:

- Quelles sont les échelles de temps caractéristiques du processus de neutralisation de la couleur?
- Quelle est la nature des états intermédiaires indispensables à la formation de hadrons dans l'état final, une fois éjecté un quark d'un nucléon?
- Quelle est le mécanisme d'interaction de ces états avec le milieu nucléaire?

Le rapport R_A est évidemment, au niveau expérimental, la quantité clé. En dehors de la dépendance en énergie de ce rapport qui nous renseigne sur la gamme d'énergie intéressante pour aborder ces questions, il est indispensable de regarder des quantités plus exclusives pour permettre de contraindre encore mieux les différents paramètres de ces modèles. Nous avons indiqué sur la figure 30, pour deux domaines d'énergie, la dépendance en x_F de ce rapport, avec plusieurs prédictions théoriques. A une énergie moyenne de 35 GeV, il n'est pas possible de différencier les deux modèles que nous avons présenté rapidement dans la section précédente, si ce n'est dans la région où x_h est proche de un. Cette région est particulièrement intéressante dans la mesure où elle correspond à un nombre très limité d'interactions dans le milieu nucléaire, voir même une seule. C'est en effet une condition nécessaire pour pouvoir produire un hadron emportant la quasi-totalité de l'énergie du photon [53]. La représentation du processus physique selon (5.10)

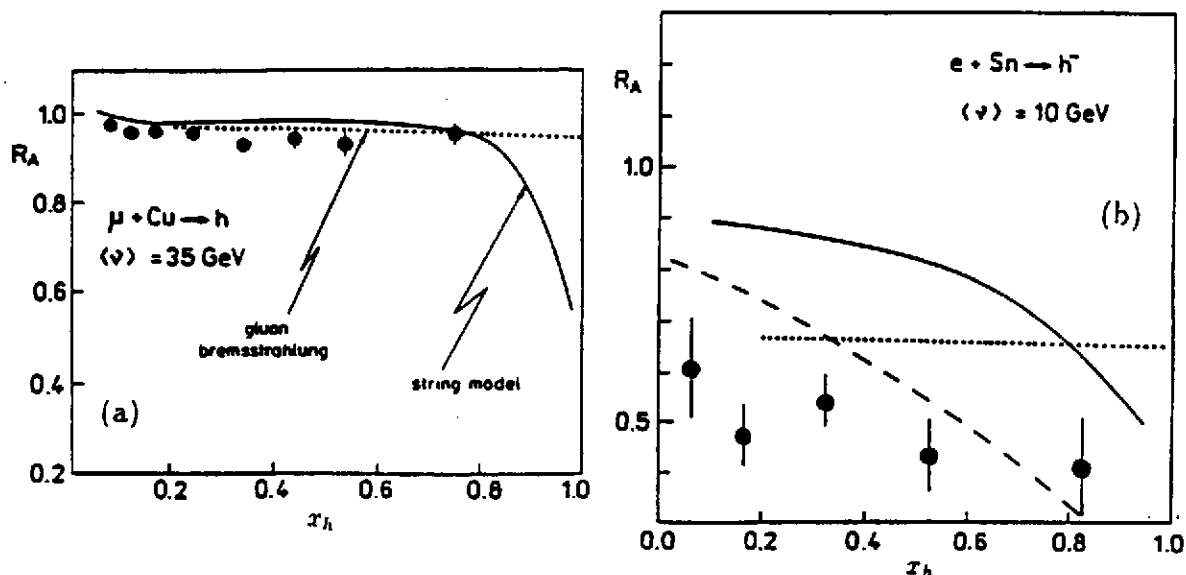


Figure 30: Dépendance en x_F du rapport R_A , dans les deux modèles considérés ici et pour deux domaines d'énergie, d'après [55]. La courbe en trait pointillé correspond au modèle de Bremstrahlung [58]. La courbe en trait plein est calculée dans le modèle des cordes selon la référence [57]. La courbe en trait tireté long correspond à la prédiction de la référence [56], toujours dans le modèle des cordes.

est alors particulièrement justifiée. C'est par contre un domaine où les sections efficaces sont faibles, et c'est pourquoi il n'existe pas de données actuellement faute de luminosité, et de cycle utile, suffisants.

La figure 30.b représente trois prédictions dans le domaine d'énergie de 10 GeV. Deux sont dans le cadre du modèle des cordes, avec deux manières différentes de calculer l'interaction de l'état intermédiaire dans le milieu nucléaire (ces modèles vont d'ailleurs au delà de la simple paramétrisation en termes de sections efficaces classiques) [56, 57]. La troisième correspond au modèle de Bremstrahlung [58]. Nous pouvons tirer trois conclusions de ces résultats. i) Des quantités plus exclusives sont essentielles pour différencier les modèles théoriques. ii) La région cinématique la plus adaptée est celle comprise entre 5 et 30 GeV. iii) Enfin, les données expérimentales dans les domaines les plus intéressants sont soit inexistantes, soit peu précises par manque de statistique.

Mentionnons pour finir le rôle que peut jouer la production de hadrons charmés (charme "ouvert" et "associé") pour pouvoir séparer, lors du processus d'hadronisation, le comportement du quark éjecté du nucléon, de celui de quarks créés lors de la brisure de la corde. Comme nous l'avons rappelé en introduction de ce chapitre, les quarks charmés ne peuvent pas être créés lors de l'hadronisation. Ils doivent donc exister au niveau de la fonction d'onde du nucléon (contribution de charme "intrinsèque"). Cette contribution est importante dans la mesure où le quark charmé joue ici le rôle de marqueur dans le processus d'hadronisation. Son rôle ne doit certainement pas être négligé [13]. Ce raisonnement s'applique aussi à la production d'états étranges, bien que l'interprétation soit plus délicate dans ce cas.

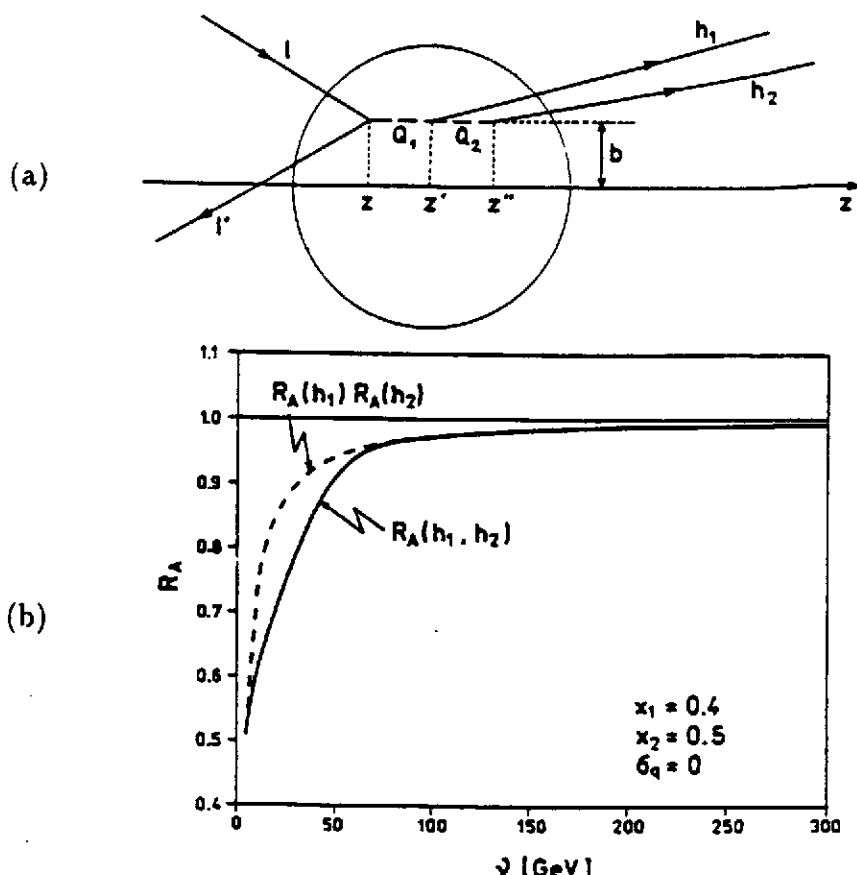


Figure 31: Etude de la corrélation entre plusieurs hadrons dans l'état final; (a) schématisation du processus, (b) prédictions théoriques dans le modèle des cordes [59].

Enfin, plusieurs prédictions théoriques existent aussi, sans données expérimentales cette fois, sur la corrélation entre deux hadrons h_1 et h_2 dans l'état final. Il s'agit ici de comparer le rapport $R_A(h_1, h_2)$ au produit des atténuations de chaque hadron $R_A(h_1) R_A(h_2)$. Cette comparaison est faite sur la figure 31. Comme on pouvait s'en douter, ce rapport est un moyen privilégié pour accéder plus directement aux états intermédiaires du processus d'hadronisation, plus spécifiquement à la quantité σ_q . La gamme d'énergie 10-30 GeV est particulièrement adaptée à cette étude.

La précision des données actuelles, comme le caractère souvent schématique des premières approches théoriques montrent bien tous les progrès à accomplir. Les directions de recherche sont par contre parfaitement bien définies.

6 Remarques finales

Je voudrais finir ce cours par quelques remarques d'ordre plus générales, et plus personnelles aussi. Les différentes notions abordées tout au long de ce cours constituent, à n'en pas douter, une évolution et un prolongement naturels des thèmes de recherche propres à la Physique Nucléaire aux Énergies Intermédiaires. Cette évolution se traduit d'ailleurs par la dénomination plus précise de Physique Hadronique donnée actuellement à cette discipline.

Les notions présentées dans ce cours, si elles ne sont pas vraiment nouvelles, n'en sont pas moins originales par leur nouvelle manière de considérer le noyau. De par leur thème principal: *comment se réalise QCD dans le domaine de basse et moyenne énergie* -le plus important pour la vie de tous les jours!- et leur manière de l'aborder -en utilisant le noyau comme un véritable laboratoire!-, elles sont au coeur de la physique hadronique. Elles nécessitent de ce fait une bonne connaissance à la fois de la physique nucléaire et de la physique des particules. Le terme physique aux énergies intermédiaires prend ici tout son sens! En corollaire, une compréhension plus profonde du noyau, par l'intermédiaire de l'étude des propriétés du nucléon dans le milieu nucléaire, et des hadrons eux-mêmes, par l'étude des processus élémentaires sous jacents, devrait en résulter.

Les quelques données actuelles permettent de penser que cette nouvelle manière d'aborder le sujet n'est pas sans fondement. Pour en tirer toutes les conséquences, il est absolument indispensable de disposer de moyens bien spécifiques, non seulement en ce qui concerne le type d'accélérateur, mais aussi en ce qui concerne les équipements expérimentaux, et en particulier les détecteurs à grand angle solide. Les thèmes de physique abordés dans ce cours conduisent à un choix unique de la machine au niveau de ses caractéristiques, sans insister sur le choix de la sonde. Reprenons ici les principales conclusions:

- L'utilisation du noyau comme un véritable laboratoire détermine la gamme d'énergie. L'accès aux bons degrés de liberté nécessite une énergie suffisamment grande, $E > 15 \text{ GeV}$ et le choix d'échelles de temps compatibles avec la taille du milieu nucléaire limite l'énergie à environ 30 GeV . Cette limite supérieure est aussi nécessaire pour faire le lien avec les quelques données actuelles.
- La détermination complète du processus physique nécessite des mesures exclusives, d'où un faisceau d'électrons de grande intensité, de grand cycle utile, et aussi d'une très bonne résolution.
- Enfin, pour compléter la panoplie de nos moyens d'action, il est essentiel de pouvoir bénéficier de faisceaux d'électrons polarisés, en particulier pour pouvoir séparer les différentes composantes de la section efficace.

Ce projet est aussi nouveau pour la communauté de Physique Nucléaire, dans la mesure où il nécessite une collaboration Européenne, au sens large.

Comme cela apparaît dans les questions soulevées tout au long de ce cours, je voudrais rappeler en conclusion que ce projet constitue un véritable défi pour toute une communauté de théoriciens (comment faire fonctionner ce laboratoire?), d'expérimentateurs (comment utiliser ce laboratoire?) et d'ingénieurs (comment construire l'accélérateur et les détecteurs appropriés?). Ces trois défis sont non seulement indispensables pour motiver un projet ambitieux à long terme, mais aussi et surtout essentiels pour pouvoir attirer de jeunes chercheurs dans ce domaine.

Remerciements

Ce cours résulte de trois années de discussions et de réflexions, et qui ont débutées par la préparation de l'atelier de Dourdan. Je voudrais donc remercier tout d'abord Bernard Frois pour m'avoir entraîné dans cette aventure. Je remercie aussi les participants à l'atelier de Mayence, qui, par leur contribution, ont permis de donner un peu de corps à ce cours. Enfin, je voudrais remercier tout spécialement Vincent Breton pour son enthousiasme et sa bonne humeur tout au long de ces années, ce qui a été pour moi un puissant encouragement.

References

- [1] Compte-rendus du "First European Workshop on Hadronic Physics in the 1990s with Multi-GeV Electrons", Seillac, eds. B. Frois, D. Goutte, P.J. Mulders et P.K.A. De Witt Huberts, Nucl. Phys. A497 (1989)
- [2] Compte-rendus du "European Workshop on Hadronic Physics with Electrons beyond 10 GeV", Dourdan, eds. B. Frois et J.-F. Mathiot, Nucl. Phys. A532 (1991)
- [3] Compte-rendus du "1991 EPS Nuclear Physics Conference on Hadronic Structure and Electroweak Interactions", Amsterdam, eds. J.J. Engelen, J.H. Koch et P.K.A. De Witt Huberts, Nucl. Phys. A546 (1992)
- [4] Compte-rendus du "Workshop on European Electron Facility", Mainz, eds. J. Arvieux, E. de Sanctis, P.K.A. de Witt Huberts et Th. Walcher, (1992), à paraître
- [5] J.-F. Mathiot, Ann. Phys. Fr. 16 (1991) 527
- [6] J.-P. Blaizot, cours Joliot Curie 1992
- [7] P. Guichon, cours Joliot Curie 1986
- [8] J. Gasser et H. Leutwyler, Ann. Phys. 158 (1984) 142
- [9] G. Smadja, cours Joliot Curie 1992
- [10] H.-J. Pirner, cours Joliot Curie 1989
- [11] R.D. McKeown, D.H. Beck et E.J. Beise, dans la référence [2]
- [12] B. Frois, cours Joliot Curie 1992
- [13] P. Bertin et al., dans "Photo- and electroproduction of heavy flavors", dans la référence [4]
- [14] P. Stoler, dans la référence [2]
- [15] M. Chemtob, dans la référence [2]

- [16] W. Brasse et al., Nucl. Phys. B110 (1976) 174
- [17] S. Platchkov et al., dans la référence [4],
V. Karmanov, dans la référence [2]
- [18] V. B. Gavrilov et al., dans la référence [2]
- [19] D.B. Day, dans la référence [2]
- [20] A. Boudard, dans la référence [4]
- [21] V. Breton, cours Joliot Curie 1992
- [22] V. Breton et C. Martin, dans la référence [2]
V. Breton et al., dans "Photo- and electroproduction of heavy flavors", dans la référence [4]
- [23] J.-Y. Grossiord et al., dans la référence [4]
- [24] T.H. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261
- [25] P.V. Landshoff, Nucl. Phys. 25 B, Proc. Suppl (1992) 129
A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl. Phys. B244 (1984) 322; Nucl. Phys. B267 (1986) 690
- [26] H. Fonvieille, cours Joliot Curie 1992
- [27] H. Merabet, J.-F. Mathiot, et R. Mendez-Galain, à paraître dans Nucl. Phys. B
- [28] Ch. Mariotti, dans la référence [2]
- [29] J.-Ph. Guillet, Z. Phys. C39 (1988) 75
- [30] G.R. Farrar et al., Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2996
- [31] G.R. Farrar et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 686
L. Frankfurt, G.A. Miller et M. Strikman, Comm. Nucl. Part. Phys. 21 (1992) 1
- [32] J.-P. Blaizot, R. Venugopalan et M. Prakash, Phys. Rev. D 45 (1992) 814
- [33] N.N. Nikolaev, Comm. Nucl. Part. Phys. 21 (1992) 41
- [34] A.E. Chudakov, Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Seriya Fizicheskaya 19 (1955) 650
D. Perkins, Phil. mag. 46 (1955) 1146
- [35] S.J. Brodsky, dans les "Proceedings of the XIII International Symposium on Multiparticle Dynamics", Volendam, Netherlands, eds. E.W. Kittel, W. Metzger et A. Stergion (World Scientific, Singapor, 1982), p.963
A.H. Mueller, dans "Proceedings of the XVII rencontre de Moriond", Les Arcs, France, ed. Tran Thanh Van (Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette, 1982), p.13
- [36] A.S. Carol et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1698

- [37] R.D. McKeown, dans la référence [2]
- [38] P. Grangé, cours Joliot Curie 1989
- [39] G.P. Lepage et S.J. Brodsky, Phys. Rev. D22 (1980) 2157
- [40] A.V. Radyushkin, dans la référence [2]
- [41] H. Fonvieille et al., dans la référence [4]
- [42] R.J. Glauber, Notes de Cours de Boulder, "Lectures in Theoretical Physics", W.E. Brittin et L.G. Dunham, eds, vol. I, page 315, Interscience New York (1959)
- [43] V.N. Gribov, Sov. Phys. JETP 29 (1969) 483; Sov. Phys. JETP 30 (1970) 709
- [44] J.F. Gunion et D.E. Soper, Phys. Rev. D15 (1977) 2617
- [45] J.P. Ralston et B. Pire, dans la référence [2]
- [46] B.K. Jennings et G.A. Miller, Phys. Lett. B236 (1990) 209;
Phys. Rev. D44 (1991) 692
- [47] O. Benhar et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 881
- [48] C.E. Carlson, Phys. Rev. D34 (1986) 2704
- [49] H. Borel et al., dans la référence [2], et rapport interne CEA/DAPNIA/SphN (1991)
- [50] X. Artru et G. Mennessier, Nucl. Phys. B70 (1974) 83
X. Artru, Phys. Rep. 97 (1983) 147
- [51] J. Schwinger, Phys. Rev. 82 (1951) 664
- [52] B. Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [53] A. Bialas dans la référence [2]
A. Bialas et J. Czyzewski, Phys. Lett. B 222 (1989) 132
N. Pavel dans la référence [2]
- [54] J. Ashman et al. (EMC), Z. Phys. C52 (1991) 1
L.S. Osborne et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1624
- [55] G. Anton et al., dans la référence [4]
- [56] M. Gyulassy et M. Plümer, Nucl. Phys. B346 (1990) 1
- [57] J. Czyzewski et P. Sawicki, Z. Phys. C56 (1992) 493
- [58] B. Kopeliovich et J. Nemchik, "Colour transparency and hadron formation time in Deep Inelastic Scattering on nuclei", a paraître dans Z. Phys. C
- [59] A. Bialas et J. Czyzewski, Z. Phys. C47 (1990) 133
J. Czyzewski, Phys. Rev. C43 (1991) 2426